

SÉRIE A, N° 1827

N° D'ORDRE :

2693

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Maurice E. NAHMIAS

Ph. D. (Vict.' 33)

Assistant au Collège de France

1^{re} THÈSE. — QUELQUES RECHERCHES EN RADIOACTIVITÉ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 Décembre 1938 devant la Commission d'examen

M. A. DEBIERNE . . . *Président.*

M^{me} I. JOLIO-CURIE . . . } *Examineurs.*
M. F. PERRIN . . . }

PARIS

HERMANN ET C^{ie}, ÉDITEURS

6, RUE DE LA SORBONNE 6

—
1938



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 1827

N° D'ORDRE :

2693

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Maurice E. NAHMIAS

Ph. D. (Vict.' 33)

Assistant au Collège de France

1^{re} THÈSE. — QUELQUES RECHERCHES EN RADIOACTIVITÉ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 Décembre 1938 devant la Commission d'examen

M. A. DEBIERNE . . .	Président.
M ^{me} I. JOLIOT-CURIE . . .	} Examineurs.
M. F. PERRIN . . .	

PARIS

HERMANN ET C^{ie}, ÉDITEURS

6, RUE DE LA SORBONNE 6

—
1938

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire M. MOLLIARD.
Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraire...
 H. LEBESQUE.
 A. FERNBACH.
 Émile PICARD.
 Léon BRILLOUIN.
 GUILLET.
 PÉCHARD.
 FREUNDLER.
 AUGER.

BLAISE.
 DANGEARD.
 LESPIEAU.
 MARCHIS.
 VESSIOT.
 PORTIER.
 MOLLIARD.
 LAPIQUE.

G. BERTRAND
 H. ABRAHAM.
 Charles FABRY.
 Léon BERTRAND,
 WINTREBERT.
 DUBOSCQ.
 BOHN.

R. UNIV.
 BIBLIOTHEEK
 LEIDEN

PROFESSEURS

M. CAULDERBY..... T Zoologie (Évolution des êtres organisés).
 G. URBAIN..... T Chimie générale.
 Émile BOREL..... T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
 Jean PERRIN..... T Chimie physique.
 E. CARTAN..... T Géométrie supérieure.
 A. COTTON..... T Recherches physiques.
 J. DRACH..... T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
 Charles PÉREZ..... T Zoologie.
 E. RABAUD..... T Biologie expérimentale
 M. GUICHARD..... Chimie minérale.
 Paul MONTEL..... T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.
 L. BLARINGHEM... T Botanique.
 G. JULIA..... T Mécanique analytique et mécan. céleste.
 C. MAUGUIN..... T Minéralogie
 A. MICHEL-LÉVY... T Pétrographie.
 H. BÉNARD..... T Mécanique expérimentale des fluides.
 A. DENJOY..... T Application de l'analyse à la géométrie.
 L. LUTAUD..... T Géographie physique et géologie dynamique.
 Eugène BLOCH..... T Physique.
 G. BRUHAT..... T Physique.
 E. DARMOIS..... T Enseignement de Physique.
 A. DEBIERNE..... T Physique générale et radioactivité.
 A. DUFOUR..... T Physique (P. C. B.).
 L. DUNOYER..... Optique appliquée.
 A. GUILLERMOND.. T Botanique.
 M. JAVILLIER..... Chimie biologique.
 L. JOLEAUD..... T Paléontologie.
 ROBERT-LÉVY..... T Physiologie comparée.
 F. PICARD..... Zoologie (Évolution des êtres organisés).
 Henri VILLAT..... T Mécanique des fluides et applications.
 Ch. JACOB..... T Géologie.
 P. PASCAL..... T Chimie minérale.
 M. FRÉCHET..... T Calcul différentiel et calcul intégral.
 E. ESCLANGON..... T Astronomie.
 M^{me} RAMART-LUCAS T Chimie organique.

H. BÉGHIN..... T Mécanique physique et expérimentale.
 FOCH..... Mécanique expérimentale des fluides.
 PAUTHENIER..... Physique (P. C. B.).
 De BROGLIE..... T Théories physiques.
 CHRÉTIEN..... Optique appliquée.
 P. JOB..... Chimie générale.
 LABROUSTE..... Physique du Globe.
 PRENANT..... T Anatomie et histologie comparées.
 VILLEY..... Mécanique physique et expérimentale.
 COMBES..... T Physiologie végétale.
 GARNIER..... T Mathématiques génér.
 PÈRES..... Mécanique théorique des fluides.
 HACKSPILL..... Chimie (P. C. B.).
 LAUGIER..... T Physiologie générale.
 TOUSSAINT..... Technique Aéronaut.
 M. CURIE..... Physique (P. C. B.).
 G. RIBAUD..... T Hautes températures.
 CHAZY..... T Mécanique rationnelle.
 GAULT..... Chimie (P. C. B.).
 CROZE..... Recherches physiques
 DUPONT..... T Théories chimiques.
 LANQUINE..... T Géologie structurale et géologie appliquée.
 VALIRON..... Mathématiques génér.
 BARRABÉ..... Géologie structurale et géologie appliquée.
 MILLOT..... Biologie animale (P. C. B.).
 F. PERRIN..... Théories physiques.
 VAVON..... Chimie organique.
 G. DARMOIS..... Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.
 CHATTON..... T Biologie maritime.
 AUBEL..... Chimie biologique.
 Jacques BOURCART.. Géographie physique et Géologie dynamique.
 M^{me} JOLIO-CURIE.. Physique générale et Radioactivité.
 PLANTFOL..... Biologie végétale (P. C. B.).
 CABANNES..... Enseignement de Physique.
 GRASSÉ..... Biologie animale (P. C. B.).
 PRÉVOST..... Chimie (P. C. B.).

Secrétaire A. PACAUD.
Secrétaire honoraire D. TOMBECK.

A MONSIEUR ET MADAME JOLIOT-CURIE

Hommage reconnaissant.



LES SPECTRES BÉTA ET LA THÉORIE DU NEUTRINO

INTRODUCTION

Dès 1910 l'observation avait prouvé la complexité du problème de l'émission et de l'absorption des rayons β . Divers expérimentateurs observèrent, en effet, que le parcours des rayons β dans la matière était très mal défini et, alors que les rayons β isocinétiques étaient absorbés presque linéairement dans les éléments légers et quasi-exponentiellement dans les éléments lourds, les rayons β émis par les corps radioactifs étaient eux absorbés toujours exponentiellement. WILSON émit alors l'hypothèse que les corps radioactifs émettaient un spectre d'énergies continu β , et que tout rayonnement β isocinétique, lorsque absorbé dans un élément de grand poids atomique, devenait hétérocinétique et analogue au spectre β . CHADWICK prouva que cette hypothèse était juste. En utilisant la méthode de focalisation magnétique, il analysa à la chambre d'ionisation les diverses composantes du spectre β du RaE. Il obtint ainsi le premier spectre β , sur lequel venaient également se surimposer des raies dues aux électrons de conversion externe. Si l'on arrivait ainsi à expliquer l'absorption complexe des rayons β , la découverte des spectres continus souleva une question beaucoup plus grave. En effet, les corps radioactifs émetteurs de rayons alpha avaient déjà été étudiés et l'énergie des rayons alpha assez bien établie. Cette énergie était constante et les fluctuations de parcours expliquées par la théorie de BOHR. Les corps émetteurs de rayons β semblaient se comporter différemment et émettre

des particules avec des énergies différentes. Il est difficile de parler le langage de cette époque et évoquer les diverses explications alors proposées. Je sauterai donc quelques années pour en venir aux expériences de ELLIS et WOOSTER ⁽¹⁾ et MEITNER et ORTHMANN, ⁽²⁾ qui prouvèrent que l'énergie moyenne absorbée dans un calorimètre pour chaque désintégration β du RaE correspond à celle d'un électron de 340 Kvs. Cette valeur dans ce cas particulier coïncide presque avec celle du maximum dans le spectre β du RaE. Ils prouvèrent ainsi que l'énergie maximum de la queue du spectre β n'était pas celle suivant laquelle l'atome était supposé devoir se désintégrer et qu'aucun rayonnement γ « compensateur » n'était émis avec chaque particule bêta d'énergie inférieure à celle de $E_{\max}$. On arriva ainsi à émettre les hypothèses suivantes : 1) Si l'énergie totale libérée avec chaque désintégration β est égale à $E_{\max}$ une partie de cette énergie est émise sous une forme non observable au calorimètre. 2) que les rayons β nucléaires sont « différents » des électrons des orbites atomiques ; qu'ils ont, par exemple, des masses tout autres que m_0 . 3) que les noyaux sont différents et libèrent par conséquent des bêta de différentes énergies. 4) qu'il n'y a pas de conservation d'énergie dans certains processus nucléaires. L'hypothèse 3) est réduite à néant par l'observation des phénomènes alpha et gamma qui prouvent l'existence dans le noyau de niveaux quantiques bien définis. L'hypothèse 4) est très difficile à admettre. Il est même difficile d'accepter que statistiquement seulement il y ait conservation d'énergie et non conservation dans les phénomènes élémentaires. En effet on devrait avoir dans le cas d'une conservation « statistique » : $\bar{E} = \Delta E - mc^2$, ce qui est contredit par les expériences suivantes citées par BETHE et BACHER :

$$(I) \quad \begin{array}{l} {}^7\text{Li} + {}^2\text{H} = {}^8\text{Li} + {}^1\text{H} + Q \\ \left. \begin{array}{l} Q \leq 5 \text{ MeV} \\ {}^8\text{Li} = {}^8\text{Be} + e^- \text{ (avec } \bar{E} = 3,8 \\ \text{et } E_{\max} = 10,5 \text{ MeV)} \end{array} \right\} \end{array}$$

$$\begin{array}{rcl} {}^7\text{Li} + {}^1\text{H} & = & 2\alpha + 17,2 \text{ MeV} \\ {}^8\text{Be} & = & 2\alpha + 0,3 \text{ MeV} \\ {}^2\text{H} & = & 2^1\text{H} - 1,2 \text{ MeV} \end{array}$$

d'où on tire $\Delta E = 17,2 - 0,3 - 1,2 - Q \geq 10,7 \text{ MeV}$, ce qui est plus en accord avec $E_{\max} + mc^2 = (10,5 + 0,5) \text{ MeV}$ qu'avec $\bar{E} + mc^2 = (3,8 + 0,5) \text{ MeV}$.

$$(II) \quad {}^{11}\text{B} + {}^2\text{H} = {}^{12}\text{B} + {}^1\text{H} ; m : \left\{ \begin{array}{l} {}^{11}\text{B} = 11,0111 \\ {}^2\text{H} = 2,0142 \\ {}^1\text{H} = 1,0081 \\ \text{et pour} \\ {}^{12}\text{B} = 11,0111 + 2,0142 \\ \quad - 1,0081 - 0,0027 = 12,0145 \\ {}^{12}\text{C} = 12,0037 \end{array} \right.$$

$${}^{12}\text{B} = {}^{12}\text{C} + e^- \text{ (avec } \bar{E} = 4 \text{ MeV, } E_{\max} = 11,5 \text{ MeV)}$$

on a : $\Delta E - mc^2 \geq 0,0108$ unité de masse c'est-à-dire : 10,1 MeV ce qui est proche de $E_{\max}$ (11,5 MeV).

L'hypothèse 2) a reçu tout dernièrement une certaine impulsion et en même temps une condamnation. D'un côté on a observé dans les rayons cosmiques des particules chargées positivement et négativement, et de masses comprises entre 10 et 1700 m_0 . D'un autre côté ZAHN et SPEES ⁽³⁾ reprirent les expériences de BUCHERER et NEUMAN sur la détermination des e/m des rayons β du RaE. Ces expériences sont définitivement en faveur des $m_\beta = m_0$.

Il ne reste donc que la première hypothèse. PAULI fut ainsi amené à suggérer l'existence d'une particule nouvelle : le Neutrino. A chaque désintégration β correspondrait l'émission de deux particules : un β , et un neutrino. Le maximum d'énergie émise, égale à $E_{\max}$, serait distribuée d'une façon continue entre ces deux particules. On devrait avoir :

$$E_{\max} = E_\beta + E_\eta + mc^2 + \mu c^2$$

E_η étant l'énergie emportée par le neutrino de masse μ .

Cette hypothèse a reçu de nombreuses confirmations indirectes, exceptée la plus intéressante : celle de la découverte de la particule. Ainsi ELLIS a montré que dans la bifurcation Th C vers Th C' et Th D, ou vers Th C'' et Th D, ce sont les valeurs $E_{\max}$ des spectres β des Th C et Th C'' qu'il faut prendre pour arriver à une balance énergétique rigoureuse. On a les chiffres suivants :

$$\left. \begin{array}{l} E_{\max} \beta \text{ Th C} = 22,5 \cdot 10^5 \text{ eV.} \\ \text{W. des } \alpha \text{ Th C}' = 89,47 \cdot 10^5 \text{ eV.} \\ E \text{ totale} = 111,97 \cdot 10^5 \text{ eV.} \end{array} \right\} \quad I$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{W. des } \alpha \text{ Th C} = 62,00 \cdot 10^5 \text{ eV.} \\ E_{\max} \beta \text{ Th C}'' = 17,90 \cdot 10^5 \text{ eV.} \\ 79,90 \cdot 10^5 \text{ eV.} \end{array} \right\} \quad II$$

Dans cet embranchement le Th D formé se trouve à l'état excité et revient à l'état stable avec émission de deux quanta gamma d'énergies respectives : 2,62 MeV et 0,58 MeV dont la somme : 32,02 10^5 eV doit être ajoutée à II : 79,90 + 32,02 = 111,92. L'accord entre I et II est très satisfaisant.

En raison du déplacement d'une seule case dans le tableau périodique après chaque désintégration β , on en vint à attribuer une charge zéro au neutrino. Comme la particule β possède un spin de $1/2 \hbar/2\pi$ et que par suite de son émission le noyau résultant ne change pas de masse, il faut, pour que ce noyau continue à obéir à sa statistique propre (fonction de son nombre de particules), que son spin total ne change que par valeur entière de $\hbar/2\pi$. On est ainsi amené à donner au neutrino un spin de $1/2 \hbar/2\pi$. Dans la théorie des spectres bêta suggérée par FERMI, et au sujet de laquelle nous reviendrons plus loin, il est possible de calculer l'allure de la fin du spectre en fonction de la masse du neutrino. On obtient une tangente verticale à cette courbe pour $\mu = m_0$ et une tangente horizontale pour μ voisine de zéro. Les courbes expérimentales ayant des tangentes horizontales la masse du neutrino est donc très voisine de zéro. M. F. PERRIN a montré également à partir de l'allure non symétrique des spectres bêta que cette masse μ est proche de zéro. Elle ne peut, il semble, être égale à zéro si on veut expliquer d'une façon simple l'existence d'isobares ne différant que d'un numéro atomique comme Cd (113) et In (113) ; In (115) et Sn (115) ; Sb (123) et Te (123), car seule une masse μ différente de zéro empêcherait la disparition continuelle par radioactivité électronique ou positronique de l'un des deux membres de ces trois couples d'isobares.

Telles sont donc les propriétés que devrait posséder le neutrino pour répondre à toutes les questions issues des spectres bêta. Malheureusement avec de tels attributs la détection du neutrino devient impossible.

BETHE et PEIERLS (⁴), ont en effet montré qu'une telle particule serait absorbée (choc inélastique) par un noyau devenant de ce fait radioactif avec une probabilité excessivement faible. Le parcours libre moyen du neutrino dans la matière solide serait de 10^{16} Kms. Mais il restait une dernière propriété : son moment magnétique n qui aurait pu donner au neutrino le pouvoir d'ioniser les atomes et le rendre ainsi observable. Ce moment magnétique est impossible à calculer, mais à partir des

formules d'OPPENHEIMER et CARLSON ⁽⁵⁾ on peut estimer l'ionisation observable pour un moment magnétique donné. BETHE ⁽⁶⁾ a bien voulu faire ces calculs et j'ai entrepris de faire l'expérience pour déterminer la limite supérieure du moment magnétique du neutrino.

On a pour le nombre d'ions primaires produits par collision sur un centimètre de parcours par un neutrino :

$$\mathfrak{I} = \pi \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 n^2 NZ \log_e \left(\frac{W}{W + mc^2} \cdot \frac{(137)^2}{Z^{2/3}} \right)$$

indépendant de μ , où m est la masse de l'électron, n le moment magnétique du neutrino, comme fraction du moment électro-nique $eh/4\pi mc$. Z est la charge nucléaire de la matière traversée (7,2 pour l'air), N le nombre d'atomes par cc. et enfin W l'énergie cinétique moyenne du neutrino.

Pour W grand on peut négliger le terme $W/W + mc^2$ et en faisant le calcul pour l'air à zéro degré C et 760 mm on a : $\mathfrak{I} = 0,88.10^{-3} n^2$ ions par cm. par neutrino = $88 n^2$ par Km (1).

Les collisions élastiques des neutrinos avec les noyaux donneraient une ionisation excessivement faible. En effet le recul du noyau serait de l'ordre de : $(mc^2)/M$ c'est-à-dire du même ordre que le recul des noyaux émetteurs bêta, soit d'environ 100 volts dans l'air. Nous reviendrons plus loin sur la possibilité de déceler le recul. Par contre la contribution des électrons secondaires rapides ionisants éjectés par les neutrinos est considérable. Le nombre de ces électrons est proportionnel à dW/W , pour des énergies non relativistiques, au lieu de dW/W^2 pour les électrons secondaires produits par les particules chargées. La raison réside dans le fait que le champ de forces d'une particule ayant seulement un moment magnétique est beaucoup plus concentré que celui d'une particule chargée. On aura donc un accroissement de l'effet dû à l'ionisation primaire $\mathfrak{I}$ par suite de la contribution des électrons secondaires arrachés aux parois de l'instrument de mesure, en l'occurrence un compteur GEIGER-MÜLLER. Pour calculer ce parcours ionisant supplémentaire nous devons connaître le parcours des électrons rapides. On sait que pour des électrons d'énergie $W \ll Zmc^2$ où Z est la charge nucléaire du diffuseur, le parcours est limité plutôt par la diffusion multiple que par l'absorption. Par conséquent une direction privilégiée lors de l'émission n'a pratiquement pas d'in-

fluence sur la direction entre le point de départ de l'électron et sa fin de parcours. Les fins de parcours d'un grand nombre d'électrons isocinétiques issus d'un même point sont par conséquent distribués dans l'espace suivant une courbe de GAUSS. La probabilité que la fin de parcours ait des coordonnées x, y, z étant :

$$\omega(x, y, z) = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-3(x^2 + y^2 + z^2)/2r_0^2} \frac{dx dy dz}{r_0^3}$$

Ici r_0^2 est le carré moyen de la distance entre le point de départ et la fin du parcours. On peut le calculer à partir de la probabilité pour la diffusion élastique et on a :

$$r_0^2(W) = R^2 \frac{(\omega - 1)^4 (\omega^2 + 4\omega + 1)}{\omega^3} \frac{2}{Z + \frac{8}{3} \left(\omega + 1 + \frac{1}{\omega} \right)}$$

pour des électrons d'énergie cinétique $W = mc^2(\omega - 1)$. Ici R est la longueur de parcours sur laquelle l'électron rapide perd l'énergie mc^2 dans des chocs inélastiques. R est pratiquement indépendant de W et est égal à :

$$\left[4\pi N Z \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \log_e \frac{2mc^2}{I_H Z} \right]^{-1}$$

dans une substance contenant N atomes par centimètre cube. I_H est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène.

D'un autre côté la probabilité pour qu'un électron émis dans la paroi d'un compteur, par exemple, atteigne l'intérieur de celui-ci, situé à la distance x est :

$$\omega(x) = \iint_{-\infty}^{\infty} \omega(x, y, z) dy dz = \sqrt{\left(\frac{3}{2\pi}\right) e^{-3x^2/2r_0^2} \frac{dx}{r_0}}$$

Le compteur va donc enregistrer tous les électrons d'énergie W produits dans une épaisseur $x_0 = \int_0^{\infty} x \omega(x) dx = \frac{r_0}{\sqrt{6\pi}}$ de la paroi c'est-à-dire dans un volume $\pi dl x_0$, d et l étant le diamètre et la longueur du compteur. Puisque dl représente la surface plane du compteur, le parcours ionisant total et supplémentaire dû aux électrons rapides est donné par :

$$L = \frac{\pi}{\sqrt{6}} \frac{N_M Z_M \int_0^{W_{\max}} dW \theta(W) r_{0M}(W)}{N_{\text{air}} Z_{\text{air}} \theta_{\text{air}}} = \left[\frac{\pi}{6} \frac{N_M Z_M R_M}{N_{\text{air}} Z_{\text{air}}} \frac{F(E)}{\log_e \left(\frac{mc^2}{A_{\text{air}}} \right)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

avec $\theta(W)dW = 16\pi^3 \left(\frac{e\lambda}{\hbar c}\right)^2 \cdot \frac{dW}{W} \frac{mc^2}{mc^2 + W} \frac{E(E - W) - \mu^2 c^4}{E^2 - \mu^2 c^4}$ ou

$$F(E) = \int_0^{W_{\max}} \frac{dW}{W} \frac{mc^2}{mc^2 + W} \frac{E(E - W) - \mu^2 c^4}{E^2 - \mu^2 c^4} \frac{r_{0M}(W)}{R_M}$$

où N_M est le nombre d'atomes par centimètre cube pour la substance constituant la paroi du compteur, r_{0M} est le parcours moyen des électrons d'énergie W dans cette substance. L'intégrale $F(E)$ a été calculée numériquement par BETHE, pour le cuivre et est donnée dans la table I comme fonction de l'énergie cinétique $E - \mu^2 c^2 = mc^2 \varepsilon$ des neutrinos. Pour d'autres substances que le cuivre le « parcours supplémentaire » L est pratiquement proportionnel à $1/Z_M$.

TABLE I $\frac{F(E)}{\varepsilon} = f(\varepsilon)$

ε	: 0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	1	1,5	2	2,5	3
							3,5	4	5	6
$\mu = 0$	: 0,08	0,28	0,56	0,92	1,27	2,70	3,39	3,84	4,08	4,24
							4,28	4,30	4,27	4,20
$\mu = m$	: 1,20	2,05	2,70	3,22	3,66	4,67	5,13	5,24	5,30	5,23
							5,15	5,05	4,87	4,67

avec le cuivre on a pour: $\frac{N_{Cu} Z_{Cu} R_{Cu}}{N_{air} Z_{air}} = 331$ cm.

ce qui donne : $L = 22,3 \cdot F(E)$ cm.

Comme les neutrinos ont une distribution continue d'énergies et que $F(E)$ est pratiquement proportionnelle à ε il est suffisant de déterminer L en insérant pour $mc^2 \varepsilon$ l'énergie cinétique moyenne des neutrinos. La table II donne pour la famille du radium :

TABLE II

Substance	Energie maximum des rayons β émis $E_{\max}$ en Kv	Energie moyenne des β $\bar{E}$ en Kv	Energie moyenne des neutrinos émis		F(E)	
			Kv	mc ²	$\mu = 0$	$\mu = m$
RaB	650	230	420	0,82	0,0185	0,036
RaC	3150	740	2410	4,73	0,202	0,233
RaD ...	30	10	20	0,04	0,0001	0,0007
RaE....	1220	340	880	1,73	0,063	0,090

Si on emploie comme source de neutrinos du Ra en équilibre avec ses produits on a (avec $\mu = 0$).

$$\frac{1}{4} (0,0185 + 0,202 + 0,0001 + 0,063) = 0,071 \text{ et } L_1 = 1,58 \text{ cm.}$$

Si on a une source de Ra (B + C), $L_2 = 2,46 \text{ cm.}$ et enfin pour une source de Ra (D + E) : $L_3 = 0,70 \text{ cm.}$

TENTATIVES DE DÉTECTION DU NEUTRINO

CHADWICK et LEA⁽⁷⁾ furent les premiers à essayer de déceler le neutrino par une méthode d'ionisation. Ils utilisèrent une source

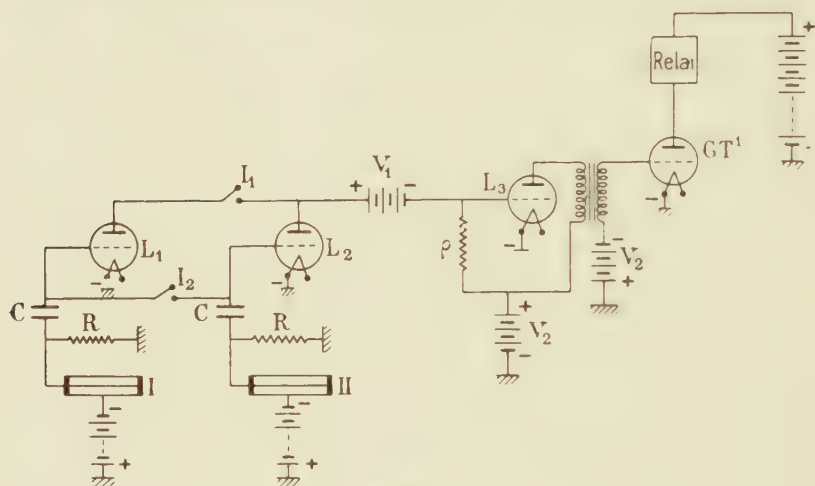


Fig. 1.

- 1° Compteur simple : II avec interrupteurs I_1 et I_2 ouverts ;
- 2° Compteurs en parallèle : I et II avec I_1 ouvert et I_2 fermé ;
- 3° Compteurs en coïncidence : I et II avec I_2 ouvert et I_1 fermé.

$$10^{10} > R > 10^9 \Omega.$$

$$C = 20 \text{ cm.}$$

$$\omega = 10^7 \text{ cm.}$$

$L_{1,2,3}$: PM 3 ou B 438 par exemple

$V_1 = 6 \text{ volts}$; $V_2 = 10 \text{ volts}$; $V_3 = 30 \text{ volts}$; Tension sur les compteurs : 1.500 volts.

de Radium E et une chambre d'ionisation sous pression. Ils prouvèrent ainsi que le neutrino ne produit pas une seule paire d'ions dans moins de 150 kilomètres d'air NTP.

J'ai repris le problème au moyen des compteurs de GEIGER-MÜLLER. Les compteurs ont l'avantage de donner une impulsion même avec une seule paire d'ions. Deux compteurs en laiton de

1 millimètre d'épaisseur, 15 centimètres de long et 5 centimètres de diamètre étaient couplés en parallèle. Le montage électrique est représenté sur la figure 1. La pression intérieure de l'air dans les compteurs était de 76 millimètres. Ils étaient protégés de tous les côtés par 45 millimètres de plomb. Une source de 7 millicuries de Ra(D, E, F) était placée entre les deux compteurs et à 11 centimètres de leur centre. L'angle solide total s'étendu par les compteurs à la source était de 0,1 stéradian. En admettant que chaque atome de RaD et RaE émette un neutrino on a $3,1 \cdot 10^9$ comme nombre de neutrinos traversant les compteurs par minute. Le parcours effectif moyen dans les compteurs, réduit à NTP est de 0,3 cm., ce qui donne $9,3 \cdot 10^8$ centimètres pour le parcours total de tous les neutrinos traversant les compteurs. La source était entourée de 95 millimètres de Pb. De telle sorte que les rayons γ du RaE (370 Kv) ou ceux de RaF (870 Kv) étaient complètement absorbés. Les mesures étaient faites alternativement avec et sans la source. Le mouvement propre des compteurs a été considérable-

TABLE III

Sans source de Ra (D, E, F)

Numéro d'ordre de l'expérience	Minutes	N : nombre moyen de coups par minute	C : nombre total de coups	$ \nu $ différence avec la moyenne	$ \nu ^2$
1	20	68,75	1375	0,31	0,10
3	22	69,65	1533	0,59	0,35
5	20	68,50	1370	0,56	0,31
7	31	69,90	2167	0,84	0,71
9	94	68,50	6439	0,56	0,31
$n = 5$	T = 187	N moyen : 69,06	Somme 12884		Somme 1,78
<i>Avec source de Ra (D, E, F)</i>					
2	35	68,65	2403	0,27	0,07
4	35	69,25	2427	0,33	0,11
6	36	67,70	2437	1,22	1,50
8	32	70,00	2240	1,08	1,16
$n = 4$	T = 138	N moyen : 68,92	Somme 9507		Somme 2,84

ment réduit en opérant à 30 mètres sous sol, sous une épaisseur de croûte terrestre équivalente à 60 mètres d'eau.

La table III donne les résultats des mesures.

L'erreur probable de la moyenne arithmétique est

$$R' = 0,674 \left(\frac{C}{T} \right)^{1/2}$$

tandis que l'erreur estimée à partir des résidus est

$$R = 0,674 \left[\frac{\sum |v|^2}{(n-1)^n} \right]^{1/2}$$

on a : sans source : $R' = 0,45$; $R = 0,20$

avec source : $R' = 0,47$; $R = 0,34$.

Nous prenons donc : sans source $N = 69,06 \pm 0,45$

avec source $N = 68,92 \pm 0,47$

différence — $0,14 \pm 0,65$

Nous déduisons donc que les neutrinos ne produisent pas une seule paire d'ions dans moins de $9,3.10^3$ cm d'air NTP, en ne tenant même pas compte des électrons secondaires dont il a été question au chapitre précédent. Si on en tient compte nous avons vu que $L_3 = 0,70$ cm comme extra-parcours à ajouter à celui de 0,3 cm. dans l'air des compteurs. Ceci nous donne 1 centimètre d'air NTP et porte à 31.000 kilomètres d'air NTP le minimum de parcours libre d'un neutrino. Le moment magnétique est donc inférieur à $1/1.700$ d'un moment électronique.

Comme ce moment magnétique peut encore être inférieur au minimum trouvé, vu que les particules lourdes possèdent des moments de l'ordre de 1 1.000 fois celui de l'électron (le moment magnétique du neutron égale 1 900 moment de Bohr, et le moment magnétique d'un électron de grande énergie est d'environ $1/3$ moment de Bohr), j'ai décidé de poursuivre les expériences avec des moyens plus considérables. J'ai utilisé une source de sel de Radium fraîchement préparée ne contenant pas encore une quantité importante de RaD et RaE. Cette source était de 5 grammes. Cette fois la protection en plomb était très importante, elle se chiffrait par centaines de kilogrammes. Les figures 2 et 3 montrent les deux arrangements choisis. La courbe de la figure 4 donne le nombre de coups observés par minute en fonction de l'épaisseur croissante de plomb interposé entre la source et le compteur.

Les expériences étaient faites alternativement avec la source en place ou éloignée et protégée à grande distance du compteur. Tout d'abord on tire de la courbe 4 un coefficient d'absorption

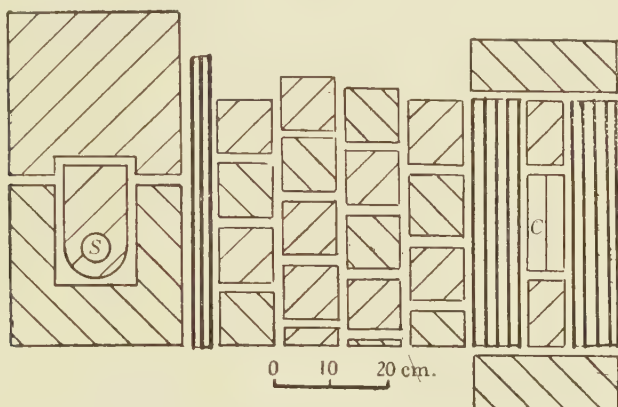


Fig. 2.

dans la partie exponentielle, de l'ordre de $0,43 \text{ cm}^{-1}$, proche de la valeur acceptée ⁽⁸⁾

Ce coefficient d'absorption peut d'ailleurs se déduire autrement

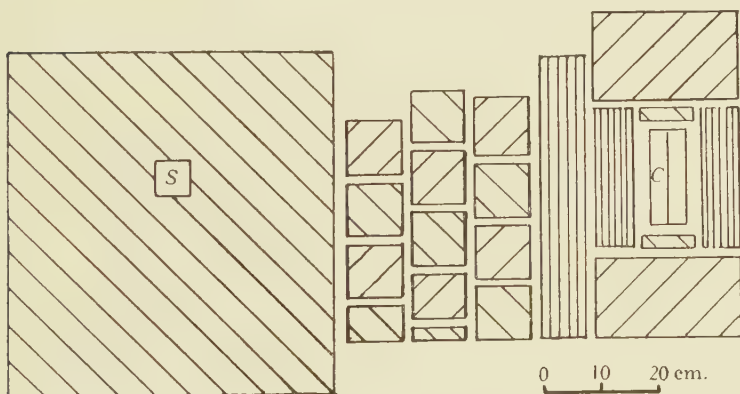


Fig. 3.

de cette courbe. En effet, les composantes γ les plus dures de cette source sont celles de 1,78 et 2,22 MeV du RaB et RaC et il y a 0,33 de celles-ci par désintégration ⁽⁹⁾. La probabilité pour que le compteur donne une impulsion ⁽¹⁰⁾, lorsqu'il est traversé par un faisceau

de quanta gamma, est $1/300$. Le calcul donne alors $6,3 \cdot 10^6$ comme nombre de coups par minute que le compteur devrait enregistrer en l'absence de toute matière absorbante interposée entre celui-ci

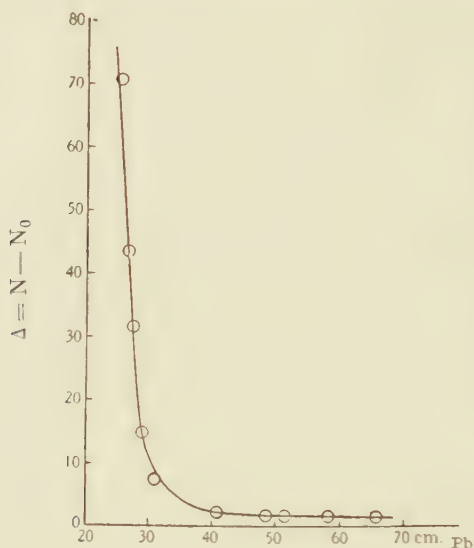


Fig. 4.

et la source. J'observe un nombre de 32 coups par minute après inter-position de 27 centimètres de Pb, d'où l'on tire un coefficient d'absorption de $0,45 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$, en accord avec GRAY et TUWIM.

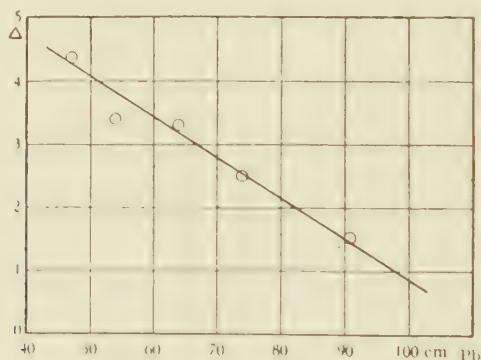


Fig. 5.

On observe en outre que le nombre de coups ne tombe pas à zéro lorsque l'épaisseur de Pb passe de 45 à 65 centimètres. C'est pour essayer de réduire cette queue de courbe, supposée être due à un

TABLE IV

Source très loin du Compteur				Source à l'intérieur du coffre de Pb (fig. 3). Distance S → C : 85 cm. Transmission à travers :											
Mouvement propre				7½ cm. Pb				6¼ cm. Pb				5¼ cm. Pb			
n°	m	C	N	n°	m	C	N	n°	m	C	N	n°	m	C	N
1	60	3772	62,83	2	72	4560	63,33	3	60	3918	65,30				
4	60	3850	64,17					5	32	2144	67,00				
				6	32	2140	66,87								
11	54	3348	62,00	7	30	1951	65,03	8	30	1957	65,23	9	30	2008	66,93
				12	30	1894	63,13	13	21	1345	64,04	15	30	1938	64,63
16	63	3750	59,52									17	30	1950	65,00
		14720	62,13 I ₀			10545	64,59 I ₄			9564	65,39 I ₃			7896	65,52 I ₂
														6182	66,41 I ₁

n° : numéro d'ordre de l'expérience ; m : temps en minutes ; S → C : Source — Compteur
C : nombre total de coups ; N : valeur moyenne du nombre de coups par minute.

RÉSUMÉ (voir fig. 5)

Pb cm.		N		C		$\Delta = I - I_0$	
Mouvement propre							
91 (*)		62,13		14700		—	
74		63,62		6500		1,50 *	
64		64,59		10500		2,48	
54		65,39		9500		3,26	
47		65,32		8000		3,39	
		66,41		6000		4,28	

* Cette expérience fut faite dans des conditions spéciales et corrigée pour être comparée avec les autres cas (distance S. C. : 85 cm.).

rayonnement diffusé par les murs du Laboratoire, que j'ai utilisé le dispositif de la figure 3. Ici la source est d'abord entourée de 23 centimètres de Pb et sans aucune fissure. Je fis une mesure soignée de la décroissance avec des épaisseurs de Pb entre 47 et 98 centimètres. La table IV donne les résultats et, sur la figure 5, j'ai porté les chiffres du résumé de cette table.

Cette absorption qui semble être linéaire, et à laquelle on peut assigner un coefficient d'absorption de $0,03 \text{ cm}^{-1}$ de Pb, est difficile à expliquer. Ce coefficient est beaucoup trop grand pour être attribué aux neutrinos, et trop petit pour des rayons γ très durs. Par exemple, des rayons γ de 12 millions de volts sont absorbés dans le Pb avec un coefficient de l'ordre de $0,35 \text{ cm}^{-1}$ dû principalement à la création de paires électrons-positrons ⁽¹¹⁾.

Les seules radiations connues ayant des coefficients d'absorption de l'ordre de $0,03 \text{ cm}^{-1}$ Pb sont les neutrons (environ $0,05 \text{ cm}^{-1}$) et les électrons cosmiques d'énergies supérieures à 1.000 MeV. Que des électrons de cette énergie soient émis par la source est très improbable, et l'hypothèse des neutrons est à rejeter car même si le bromure de Radium avait été intimement mélangé avec de la poudre de Beryllium le calcul montre qu'on devrait s'attendre à un effet de l'ordre de grandeur de celui qui a été observé (4 coups par minute). Comme le rendement en neutrons des substances constituant les impuretés du sel de Ra ou les parois des aiguilles (Pt) est considérablement plus petit que celui du Be, on voit pourquoi l'hypothèse précédente est inadmissible.

En extrapolant la droite de la figure 5 on voit qu'avec 1 mètre de Pb on observe moins d'un coup par minute. La source étant placée à 105 centimètres du compteur, l'angle solide sustendu par le compteur de : 5×15 centimètres de section est de : $5 \cdot 10^{-4}$. L'intensité exacte de la source était de 4,9 grammes. Comme il n'y a que deux corps bêta RaB et RaC présents la source est doublée en neutrinos. On a pour le nombre de neutrinos traversant le compteur par minute : $4,9 \times 2 \times 3,8 \cdot 10^{10} \times 5 \cdot 10^{-4} \times 60 = 1,1 \cdot 10^{10}$. Nous avons vu au chapitre précédent que le parcours des électrons secondaires produits par collision élastique avec les neutrinos issus du RaB et RaC est : $L_2 = 2,46 \text{ cm.}$, ce qui donne avec le parcours moyen dans le compteur : 0,3 cm. un parcours total de 2,76 cm., air NTP. Le parcours effectif total de tous les neutrinos émis par la source est donc : $1,1 \cdot 10^{10} \times 2,76$, c'est-à-dire 300.000 kilomètres d'air

NTP, parcours durant lequel pas une seule paire d'ions n'est produite. On déduit de la relation (I) du paragraphe précédent que le moment magnétique du neutrino ⁽¹²⁾ est certainement inférieur à 1/5.000 fois un moment électronique. Autant dire que le neutrino n'a certainement pas de moment magnétique du tout.

AUTRES TENTATIVES DE DÉTECTION DU NEUTRINO

D'autres expériences ont été entreprises un peu partout pour essayer de déceler le neutrino. A Copenhague (expériences non publiées) on a tenté de mettre en évidence l'entraînement à distance de deux disques enfermés dans deux boîtes vidées. L'un des disques était entraîné mécaniquement et l'autre aurait dû être entraîné par suite de la viscosité du fluide de neutrinos qui nous entoure. Rien de défini n'a pu être observé.

M. A. I. LEIPUNSKI ⁽¹³⁾ a essayé de mettre en évidence la contribution au recul d'un noyau émettant simultanément un bêta et un neutrino. Si on suppose pour le neutrino une masse de l'ordre du dixième de celle de l'électron sa contribution au recul du noyau devrait être observable. Il faut pour cela des conditions particulièrement favorables. Les reculs auxquels on doit s'attendre sont très faibles. Ainsi dans les meilleures conditions on doit pouvoir mettre en évidence des reculs de quelques milliers de volts, ce qui est difficile. En effet prenons le cas du recul d'un noyau de masse M et d'un radioélément de poids atomique A, émettant un électron avec l'énergie $E_{\max.}$ et un neutrino avec une énergie zéro.

Son énergie de recul sera :

$$\begin{aligned} E_r &= E_{\max.} (E_{\max.} + 2mc^2)/2Mc^2 \\ &= 540 E_{\max.}^{\text{MeV}} (E_{\max.}^{\text{MeV}} + 1)/A \text{ en volts} \end{aligned}$$

pour $E_{\max.} = 2 \text{ MeV}$ et $A = 20$ (radioactivité artificielle) $E_r = 160 \text{ volts}$.

Le cas choisi par LEIPUNSKI était celui du radiocarbonate produit dans la réaction : ${}^{10}_5\text{B} + {}^2_1\text{H} = {}^{11}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$. Le radiocarbonate a une période de 20 minutes et émet des positrons $E_{\max} = 1,1 \text{ MeV}$ ($E_r = 113\text{v}$). LEIPUNSKI irradiait du CO^2 condensé au moyen d'un dispositif contenant de l'air liquide. Ce dispositif avec son écran actif était ensuite amené devant une grille au potentiel zéro. Un

voltage retardateur variable v était mis entre l'écran actif et cette grille. Seuls pouvaient passer les atomes de recul d'énergie supérieure à v . A la sortie de la grille ces atomes étaient accélérés par un potentiel de 5.000 volts et tombaient à 45° sur un miroir métallique incliné. Perpendiculairement à la surface de ce miroir il y avait un compteur à pointe et à fenêtre mince pouvant admettre des électrons de l'ordre de 5 Kvs. Le courant de ce compteur décroît lorsque v augmente au-dessus d'une valeur V_0 . Les atomes de recul semblent être plus nombreux pour un v donné, ou ce qui revient au même, semblent avoir une impulsion supplémentaire très faible par rapport à celle qu'ils auraient reçue après émission d'un électron seulement. L'expérience était loin d'être concluante et j'ai décidé de poursuivre des recherches dans ce même sens. Un cas très favorable aurait été le radiolithium si ce n'était sa très courte période : 0,8 seconde. L'énergie maxima des électrons du radiolithium est de 10,5 MeV ce qui donne un recul de l'ordre de 8.000 volts. Dans le but de trouver un radioélément de poids atomique assez léger, émettant un spectre assez énergétique avec une période facilement utilisable, j'ai entrepris une étude systématique de radioactivités artificielles.

RECHERCHES DE NOUVEAUX RADIOÉLÉMENTS (*)

Dans ces recherches nous nous sommes limités à l'étude des radioéléments créés par bombardements de neutrons. Les sources principalement employées étaient des ampoules contenant du radon mélangé de beryllium pulvérisé. L'intensité des sources était mesurée soit par le rayonnement γ émis par l'ampoule (donné en millicuries), soit par la radioactivité provoquée par les neutrons dans une plaque d'argent placée dans des conditions fixes.

MÉTHODES ET DISPOSITIFS

1. Pendule horizontal. — Ce dispositif est constitué par un bras horizontal mobile autour d'un axe vertical. Un cylindre creux de celluloid mince de 3 centimètres de diamètre est placé concentriquement à un autre cylindre pareil de 3,8 cm. de diamètre. Entre ces deux cylindres on tasse la matière, généralement sous forme de poudre, que l'on désire étudier. Ce cylindre ayant son axe horizontal est attaché à l'extrémité du bras. Celui-ci dans son mouvement pendulaire fait décrire au cylindre un arc de cercle de 160° , aux deux bouts duquel il vient alternativement entourer la source S de neutrons et le compteur Geiger-Müller C. Entre le compteur et la source une quantité convenable de plomb absorbe le rayonnement γ de la source. On arrive facilement à un effet parasite de un coup par minute par cinq millicuries de radon. Le voyage Source-Compteur dure en moyenne 0,7 sec. on peut donc déceler avec ce dispositif des périodes de l'ordre de la seconde. Le cylindre irradié pendant quelques secondes est amené sur le compteur et l'activité est enregistrée pendant au moins cinq périodes présumées. On répète cette opération 200 à 300 fois, les

(*) En collaboration avec R. J. WALLEN, *J. Phys.*, 1937, p. 153.

activités sont additionnées convenablement et portées sur un graphique. L'enregistrement peut être fait de deux manières. Les impulsions du compteur, après amplification (voir fig. 1) actionnent, par l'entremise d'un thyatron, un numérateur. On peut donc, soit cinématographier ce numérateur placé à côté d'un chronomètre en marche (fig. 6, Pl. I), soit disposer un oscillographe dans le circuit et enregistrer sur une bande photographique mouvante les impulsions et un top de temps automatique (fig. 7, Pl. I). L'enregistrement durant la désactivation est divisé en tranches de temps égales et les nombres d'impulsions dans les tranches correspondantes sont groupés pour tous les enregistrements. Les corrections dues à l'ensemble compteur-amplificateur-numérateur sont effectuées pour chaque tranche (*) et on procède à la sommation

(*) SCHIFF (*Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 88) donne un traitement assez compliqué de la question des corrections à faire subir au nombre N_i de coups enregistrés.

Je préfère le traitement simple suivant :

Soit N_0 le nombre de coups vrais. Soit N le nombre enregistré $N < N_0$. Si les particules sont distribuées au hasard $N_0 e^{-N_0 T}$ particules se suivront avec un intervalle supérieur au temps T de séparation du système enregistreur ; elles seules donnent des impulsions, donc :

$$(I) \quad N = N_0 e^{-N_0 T}$$

les autres ($N_0 - N$) ne seront pas enregistrées

$$N_{\max.} = \frac{dN}{dN_0} = e^{-N_0 T} (1 - N_0 T) = 0$$

ce qui a lieu pour $N_0 T = 1$. En portant cette valeur en (1) on a :

$$N_{\max.} = \frac{N_0}{e} = \frac{N_0 T}{e T} = \frac{1}{e T} \quad \text{d'où} \quad T = \frac{1}{e \cdot N_{\max.}}$$

Introduisons ρ qui est le rendement égal à $\frac{N}{N_0}$ et (1) devient :

$$(II) \quad N = N_0 e^{-\frac{N_0}{N} N} = \frac{1}{e \cdot N_{\max.}}$$

$$\rho = \frac{N}{N_0} = e^{-\frac{1}{\rho} \frac{N}{N_{\max.}}} = \frac{1}{e}$$

$$\log \rho = -\frac{1}{e \rho} \frac{N}{N_{\max.}} \log e$$

$$(III) \quad \frac{N}{N_{\max.}} = \frac{e^{\rho(-\log \rho)}}{\log e} = 6,3 (-\log \rho)$$

$$\text{pour } \rho = \frac{1}{e}, \quad \frac{N}{N_{\max.}} = 1 \quad (\text{voir fig. 9})$$

PLANCHE I

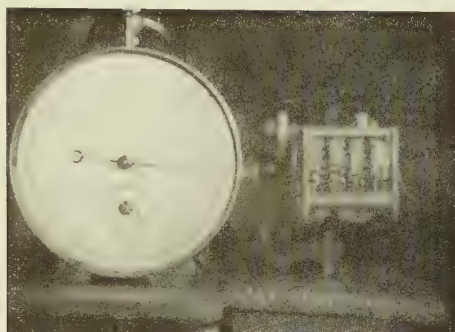


Fig. 6.

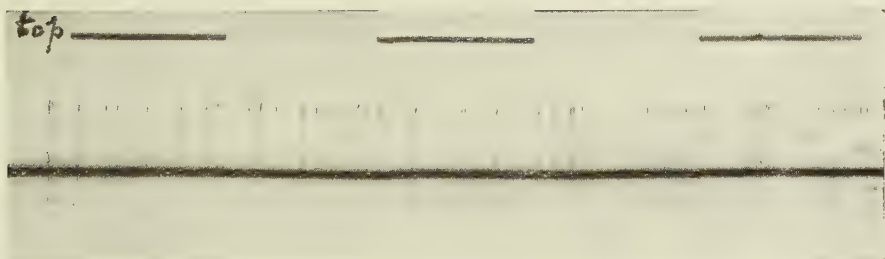


Fig. 7.

des impulsions en additionnant les impulsions de chaque tranche à la somme des tranches précédentes. On obtient ainsi une courbe intégrale comme celle de la figure 8. La tangente à la queue de cette courbe représente les activités restantes en fonction du

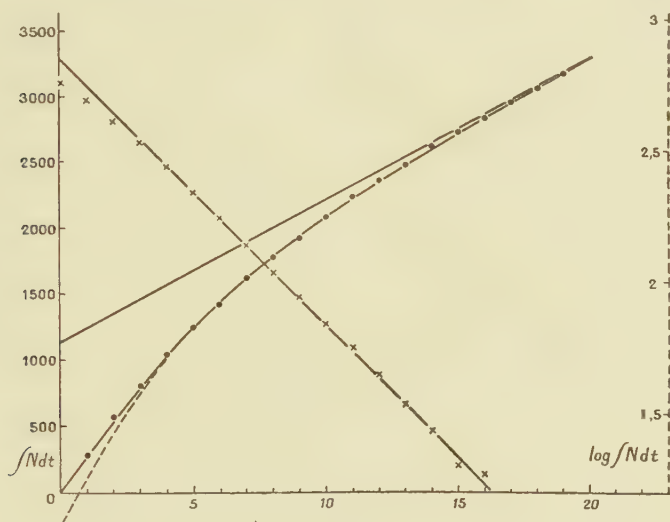


Fig. 8.

• Points de la courbe $\int Ndt$

× Points de la courbe $\log \int Ndt$

--- Courbe corrigée pour les vitesses du numérateur en extrapolant la droite logarithmique.

1 division = 0,235 sec

Période du radiolithium :

$T = 3 \text{ divisions} = 0,71 \text{ sec.}$

temps. Ces différences donnent, dans le cas d'une période unique, une droite logarithmique

$$y = \log \left[\int_0^t I dt - I_0 t \right]$$

d'où l'on déduit la période du radioélément.

2. Roue mobile. — Une roue de bicyclette, entourée d'une « jupe » en carton de 50 centimètres de hauteur, tourne autour de son axe placé verticalement sur le haut d'un fût rempli de galène. De chaque côté du fût, à la même hauteur et diamétralement opposés, se trouvent la source et le compteur. Une bande

double en cellophane de 5 centimètres de hauteur, à l'intérieur de laquelle on place la substance à étudier, encercle la jupe de carton à la hauteur de la source.

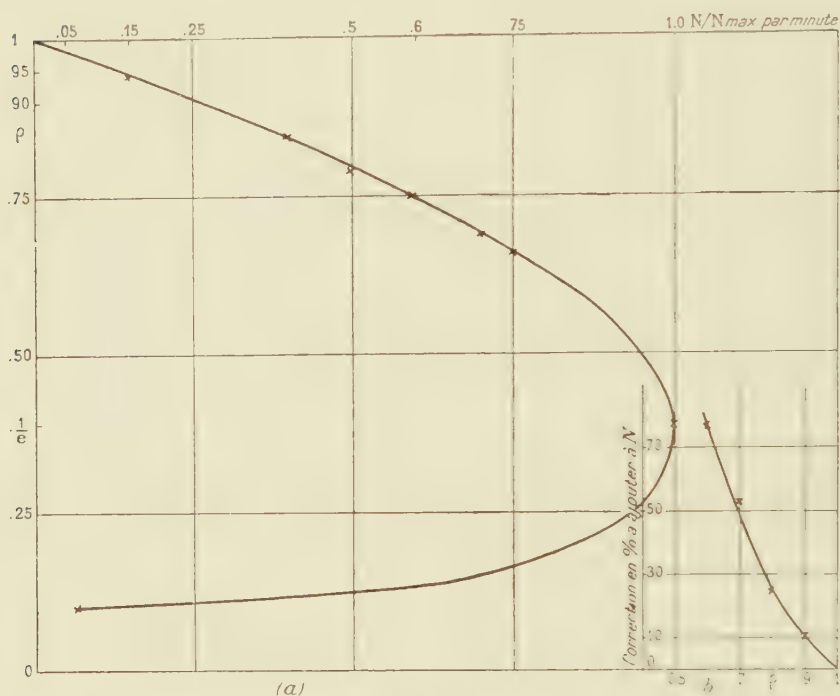


Fig. 9.

La courbe (a) représente graphiquement (III) et la courbe (b) donne les pourcentages à ajouter aux mesures en fonction de ρ déduit de (I). N_{max} , est bien entendu mesuré en approchant une source pratiquement infinie du compteur Geiger-Müller.

La roue en tournant vient donc présenter successivement la substance à l'irradiation par les neutrons et au compteur (fig. 10). On peut réduire le rayonnement parasite à un coup par minute par 10 mc. Avec des vitesses de 1000 t/min on peut atteindre des périodes de quelques centièmes de seconde pourvu qu'elles soient intenses. En effet le principal inconvénient de ce dispositif réside dans la mauvaise utilisation du détecteur radioactif lors de son activation et de la mesure de son activité devant le compteur. D'ailleurs la comparaison avec le pendule est donnée plus loin. A moins de disposer de très fortes sources et de faire des statis-

tiques très longues sur des mesures alternées fréquemment avec la roue à l'arrêt et en mouvement, cette technique est très insuffisante. Mais comme il n'a pas été possible jusqu'ici de réaliser un autre procédé d'étude pour des périodes inférieures à quelques dixièmes de seconde, nous donnons ci-après le traitement mathématique de ce procédé.

Soit r le rayon de la roue, ω la vitesse angulaire, α l'angle qui délimite la région efficace de la source (fig. 10) ; θ l'angle entre la source et le compteur, β l'angle d'utilisation du compteur.

Soit N_0 la quantité d'activité accumulée à saturation dans une tranche déterminée du détecteur passant dans les limites d'action efficace de la source. La quantité d'activité accumulée durant un temps t_1 est :

$$N_1 = N_0(1 - e^{-\lambda t_1}).$$

Le détecteur parcourt le trajet source-compteur pendant un temps t_2 ; en arrivant en C l'activité restante est

$$N_2 = N_1 e^{-\lambda t_2}$$

Le compteur mesure l'activité durant un temps t_3 et en quittant le compteur il ne reste plus que

$$N_3 = N_2 e^{-\lambda t_3}$$

d'où l'on tire pour le nombre d'atomes (N) émis devant C :

$$N = N_2 - N_3 = N_0 e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_1}) (1 - e^{-\lambda t_3}).$$

Le nombre de tranches activées défilant par unité de temps devant le compteur est :

$$n = \omega r / dx$$

Dans le cas d'une bande circulaire on peut prendre $dx = 2\pi r$ et $n = \omega / 2\pi$. On a donc, en remarquant que :

$$t_1 = \alpha / \omega ; \quad t_2 = \theta / \omega ; \quad t_3 = \beta / \omega$$

$$N = \omega \left[\left(1 - e^{-\lambda \frac{\alpha}{\omega}} \right) \left(1 - e^{-\lambda \frac{\beta}{\omega}} \right) \right] e^{-\lambda \frac{\theta}{\omega}}. \quad (I)$$

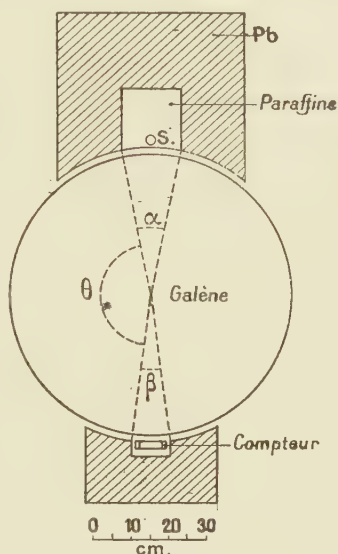


Fig. 10.

Il faut maintenant tenir compte de l'activité rémanente du détecteur après chaque retour devant S. Une tranche quelconque après un temps $\frac{2\pi - \alpha}{\omega}$ revient en S avec une activité rémanente :

$$N_4 = [N_0(1 - e^{-\lambda t_1})] e^{-\lambda \frac{2\pi - \alpha}{\omega}}.$$

On peut négliger α devant 2π et au bout de K tours :

$$\begin{aligned} N_5 &= [N_0(1 - e^{-\lambda t_1})] \sum_{K=0}^{K=\infty} e^{-\lambda K \frac{2\pi}{\omega}} \\ &= [N_0(1 - e^{-\lambda t_1})] \frac{1}{1 - e^{-\lambda \frac{2\pi}{\omega}}}. \end{aligned}$$

Pour les grandes vitesses le terme entre parenthèses se réduit à $\lambda \frac{\alpha}{\omega}$ ce qui donne enfin :

$$N_5 = \lambda \alpha \frac{1/\omega}{1 - e^{-2\pi\lambda/\omega}} = \lambda \alpha \frac{1/\omega}{2\pi\lambda} = \frac{\alpha}{2\pi}. \quad (\text{II})$$

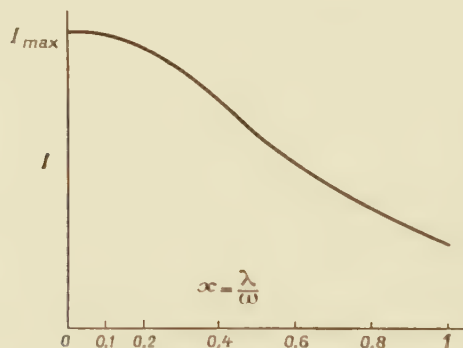


Fig. 11.

Courbe des intensités mesurées par un compteur avec le dispositif de la roue.

En développant en série les exponentielles de (I) et en tenant compte de (II) on a :

$$N_6 = \lambda^2 \frac{\alpha \beta}{\omega} \left(1 - \lambda \frac{\theta}{\omega} \right) = f(\omega) \quad (\text{III})$$

ou encore en faisant observer que θ est voisin de π et en posant

$x = \lambda/\omega$ on a pour une valeur donnée quelconque de λ et en régime permanent :

$$\mathcal{N} = \alpha \frac{x \cdot e^{-\pi x}}{1 - e^{-2\pi x}}.$$

à un facteur près, évidemment.

Faisons varier x de un ($\omega = \lambda$), c'est-à-dire que 1 tour de la roue se fait durant 9 périodes), à zéro ($\omega = \infty$). On voit sur la courbe figure 11 que pour $x = 0,1$ on atteint un équilibre de régime ($\omega = 10 \lambda$) d'intensité maximum. Ainsi pour une période de $1/2$ sec. le régime d'intensité maximum est pratiquement atteint pour 100 t/min et pour 0,02 sec. avec 1000 t/min.

RÉSULTATS.

PERIODES COURTES

Beryllium. — Nous avons repris les expériences de BJERGE⁽¹⁴⁾ en vue de vérifier la sensibilité du montage et de préciser l'intensité de la radioactivité induite ainsi que la période. L'effet est très intense : la cible activée à saturation et amenée rapidement autour du compteur donne dans la première seconde un nombre de coups correspondant à la vitesse maximum du numérateur. Les corrections usuelles (voir note p. 18) pour le rendement étant faites, ceci correspond à un excès de 50 coups pour une décroissance complète de Be, avec un temps mort de 0,7 sec. pour l'amenée de la cible. Une statistique sur 40 décroissances enregistrées à l'oscillographe nous donne comme période $0,8 \pm 0,04$ sec. Nous avons vérifié, en extrapolant vers l'origine la droite logarithmique de la décroissance, que les corrections appliquées précédemment étaient exactes. L'intensité initiale produite par le beryllium activé à saturation est, pour une source de 330 mc. $(dN/dt) = 3000$ coups minutes. Dans les mêmes conditions géométriques un cylindre de sodium de 3 mm d'épaisseur donne une intensité initiale, pour la période de 33 secondes, de 1000 coups/min. Ce rapport $1/3$ des intensités ne correspond évidemment pas au rapport des nombres d'atomes actifs formés par unité de masse et de temps dans les deux cas. On ne peut obtenir ce rapport qu'avec des cibles très minces, de même masse

superficielle, et avec un compteur d'épaisseur négligeable ; mais ces conditions sont trop défavorables au point de vue de l'intensité pour être envisagées.

Une autre série de décroissances a été faite en entourant le compteur par un cylindre de plomb de $0,5 \text{ g/cm}^2$. L'intensité initiale est alors réduite à 5 %. L'absorption de moitié « apparente » a lieu par conséquent pour $0,115 \text{ g/cm}^2 \text{Pb}$. Il est difficile de passer de cette donnée au coefficient d'absorption vrai du spectre en question. D'une part les rayons β entrent dans le compteur en traversant l'absorbant sous tous les angles compris dans le cône circonscrit à la zone efficace du compteur depuis un point de la cible ; d'autre part, la cible épaisse fait que la radiation qui sort de celle-ci n'est plus isotrope : l'intensité suivant les angles obliques est plus petite que suivant la verticale à la surface de la cible. Ces deux causes s'ajoutent pour rendre le spectre apparemment plus absorbable. Une étude complète de ce sujet est donnée plus loin. Nous évaluons provisoirement l'absorption de moitié vraie à : $0,30 \text{ g/cm}^2 \text{ (Pb)}$ valeur qui s'accorde mieux avec l'étude de BJERGE ⁽¹⁵⁾ du spectre du radiohélium à la chambre Wilson, qu'avec ses mesures d'absorption antérieures ⁽¹⁴⁾. La réaction est la suivante :



(énergie maximum 3,5 MeV).

Lithium. — Une première série d'expériences nous ayant donné des résultats négatifs ⁽¹⁶⁾ à la roue et au pendule, nous les avons reprises dans des conditions expérimentales meilleures. La matière à activer était un cylindre de lithium métallique de 3 mm d'épaisseur. L'ensemble cylindre source pouvait être entouré par un cylindre de paraffine sans changer la position de la source, les dimensions étant indiquées sur la figure 12 (*). Deux

(*) Dans ce cas il faut tenir compte du coefficient d'absorption assez élevé du lithium pour les neutrons lents, dont il résulte que les couches extérieures du cylindre interviennent pour la plus grande part de l'activité. En admettant le spectre déterminé par CRANE ⁽¹¹⁾, etc., et en extrapolant les données connues sur les absorptions, nous évaluons que 60 pour 100 des électrons émis par la couche extérieure sont enregistrés par le compteur. Pour les couches intermédiaires l'absorption est moins grande (30 pour 100). Plus loin, dans le

séries d'enregistrements, l'une de 400 décroissances avec paraffine, l'autre de 200 décroissances sans paraffine nous fournirent les résultats suivants :

Avec paraffine : Activité induite de période $0,71 \pm 0,07$ sec. (fig. 8). Intensité initiale : à peu près $1/8$ de la période de 2,4 min. induite dans les mêmes conditions dans une cible de 2 mm d'épaisseur en argent.

Sans paraffine : On retrouve la même période. L'intensité initiale rapportée au Be est à peu près de $1/40$. L'effet paraffine

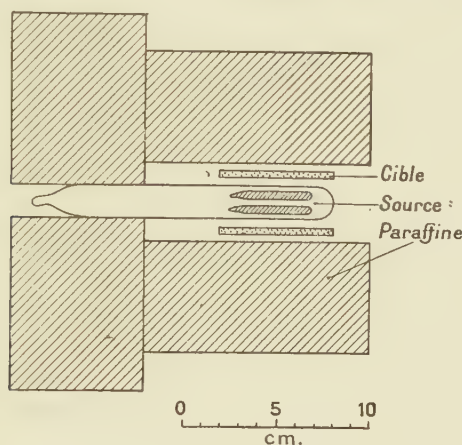
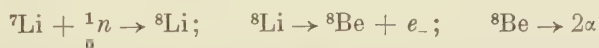


Fig. 12.

dans ces conditions est de 3 à 4 et permet de supposer la capture du neutron :



Le radiolithium a déjà été suggéré ⁽¹⁷⁾ comme se formant suivant :



et la désintégration de Be semble être confirmée par l'expérience ⁽¹⁸⁾.

Toutefois la période du radiolithium étant presque identique à celle du radohélium, il n'est pas exclu qu'une partie de l'activité

paragraphe consacré à l'efficacité du dispositif de la roue, nous avons négligé ce facteur, étant donnée la faible densité des sels de lithium, et le degré d'approximation des calculs. Pour la comparaison avec l'argent nous avons tenu compte de ces corrections pour ces deux métaux.

soit due à la formation de ce dernier par neutrons rapides suivant



avec

$$Q = (M_n - M_H) - M_e - E_{\max}$$

c'est-à-dire en adoptant l'énergie maximum trouvée par BJERGE (15) :

$$Q = 0,8 - 0,5 - 3,5 = -3,2 \text{ MeV}$$

Efficacité du dispositif de la roue. — Les données précédentes nous permettent de voir pourquoi le procédé de la roue n'avait rien donné. Dans cette expérience la roue tournait à 100 t. m. La couche de Li_2O (5 mm d'épaisseur) était d'une efficacité à peu près moitié moindre par unité de surface que le cylindre de métal. La cible passait devant l'ensemble source paraffine d'une dimension effective d'environ 15 centimètres [source de 400 mc ($\text{Rn} + \text{Be}$) + 150 mc ($\text{RdAc} + \text{Be}$)]. Pour une même source, l'intensité en neutrons lents (mesurée par l'argent) était en moyenne, sur les 15 centimètres, 20 % de ce qu'elle est dans le dispositif du pendule avec source centrale. Le passage devant le compteur était aussi très défavorable, bien que le compteur fût aussi rapproché que possible. Le rendement angulaire — déterminé graphiquement en faisant intervenir l'angle moyen sous lequel on voit le compteur d'un point de la cible ainsi que la hauteur de la cible (6 cm) — était dans ce cas 10 % de celui d'un cylindre emboîtant le compteur. La vitesse de 100 t. min. correspondant déjà à peu près au régime maximum (fig. 11) nous pouvons faire le calcul pour une vitesse infinie.

Dans l'activation par cylindre de Li métallique l'intensité initiale correspondant à 550 mc. serait de 340 coups/minute. Avec la roue à grande vitesse l'activation se fait en moyenne pendant 15 centimètres sur $\pi \cdot 75$ centimètres. En tenant compte de tous les facteurs de réduction cités, l'effet sur le même compteur serait alors :

$$n = 340 \cdot \frac{15}{\pi \cdot 75} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{5} \cdot \frac{1}{10} = 0,22 \text{ coup/min}$$

Cet effet est de l'ordre des variations statistiques observées

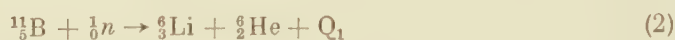
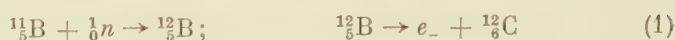
lors de cette expérience : $62,2 \pm 0,3$ et $62,6 \pm 0,3$ à l'arrêt et en marche.

Une expérience pareille a été faite par MM. KNOL et VELDKAMP⁽¹⁹⁾ mais en disposant deux compteurs autour d'une roue d'un mètre de diamètre ; la distance entre les deux compteurs était de 80 centimètres. La cible constituée par Li^2CO_3 , mais plus épaisse (7 mm), introduisait par rapport à notre expérience un facteur de réduction de $3/5$. Enfin leur source était de 90 mc ($\text{Ra} + \text{Be}$), c'est-à-dire en tenant compte du rayonnement α du Ra, cinq fois moins forte que la nôtre. Leur vitesse était de 48 t/min. et permettait enfin de calculer l'effet auquel on doit s'attendre en considérant la décroissance du produit avec une période de 0,75 sec. entre les compteurs C_1 et C_2 . On trouve pour ceux-ci séparément comme différence à l'arrêt et en marche 0,022 et 0,016 c/m. L'effet presque 100 fois plus fort (1,92 et 1,40) que ces auteurs ont trouvé nous paraît difficilement explicable, même par des conditions géométriques meilleures qui permettraient à la rigueur de gagner un facteur de 5 à 10. Les auteurs n'indiquent d'ailleurs pas explicitement si leurs mesures étaient assez fréquemment alternées pour éliminer l'effet d'une variation dans le temps du mouvement propre des compteurs.

Nous signalons de plus que de l'oxyde de beryllium utilisé au lieu de l'oxyde de lithium ne donnait à la roue qu'un effet à peine supérieur aux erreurs statistiques.

Bore. — Nous avons signalé⁽¹⁶⁾ ainsi que l'ont fait MM. KIKUCHI, OAKI et HUSIMI⁽²⁰⁾ qu'un compteur entouré de bore et bombardé par neutrons lents et rapides ($\text{Po} + \text{Be}$) donne des coups supplémentaires par rapport à l'irradiation sans bore. Nous avons observé en effet que l'activité mesurée par un compteur de zinc (1mm d'épaisseur ; le Zn n'est que très peu désintégradable par neutrons lents) passait de 100 ± 1 à 109 ± 1 lorsqu'on interposait du bore. Par comparaison, dans les mêmes conditions, on a avec le cadmium 233 coups/min. Ces effets dus à un rayonnement ($\gamma + \beta$) doivent être augmentés pour tenir compte de la diminution du mouvement propre du compteur lors de l'interposition de la cible de bore. Nous avons voulu voir la part éventuelle d'une radioactivité induite de courte période émettant des élec-

trons très pénétrants (*). Les réactions possibles étant :



La réaction (1) existe probablement puisqu'on a également :



signalée par CRANE, etc. (21). La période donnée par ces auteurs (0,02 sec) est indécélable au pendule et nous avons vu qu'avec le dispositif de la roue il faut tourner avec une vitesse de 1000 t/min., ce qui, pour des raisons de rigidité de notre appareillage, n'a pu être réalisé.

Pour les deux autres équations on trouve : Q_1 de l'ordre de — 16 à — 17 MeV, réaction donc impossible. En utilisant pour calculer Q_2 la réaction

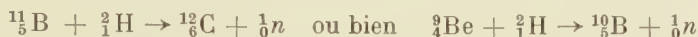


et en prenant le spectre de ${}^8\text{Li}$ avec $E_{\text{max}} = 10,5 \text{ MeV}$ (CRANE (17), etc.) : $Q_2 = -2,7 \text{ MeV}$. La réaction (3) est donc la seule possible ici.

Avec un cylindre de bore, nous avons étudié au pendule et avec l'oscillographe 210 décroissances, en irradiant avec une source de 400 mc. Nous avons trouvé une faible activité. Pour les 210 décroissances, nous obtenons un excédent de 300 coups par rapport au mouvement propre, pendant le même temps. La période obtenue sur la courbe intégrale est de l'ordre de la seconde ($1,0 \pm 0,25$). L'activité n'est que de 2 % de celle de Be, dans des conditions identiques. Le bore employé était très impur (80 %) avec comme principales impuretés Mg, Si et Cu. L'effet des impuretés n'est évidemment pas à éliminer, bien qu'aucune d'elles ne présente de période de cet ordre de grandeur. L'emploi de B_2O_3 , avantageux pour sa pureté, réduirait à cause de son pourcentage

(*) Une mesure d'absorption ne pouvait être envisagée vu la faiblesse de l'effet.

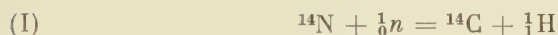
de bore l'intensité à 40 % et l'expérience ne serait donc possible qu'avec des sources plus intenses de neutrons, par exemple :



Résultats négatifs. — Avec la méthode du pendule nous avons essayé les éléments suivants : **C, N, O**, Mg, **Al**, Si, **Cl**, B, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, **Fe**, Co, **Ni, Cu, Zn**, As, **Se**, Br, Sr, Yt, Zr, Nb, Mo, Ra, Pd, **Ag, Cd, Sn**, Sb, Te, I, Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Yb, Ta, W, Pt, Au, Ag, Tl, **Pb**, Bi. Aucun de ces éléments ne présente une activité de l'ordre de celle du Be. Dans le domaine des courtes périodes, les éléments en caractères gras ont été examinés par BJERGE ⁽¹⁴⁾ avec un résultat identique.

PÉRIODES RELATIVEMENT LONGUES

Azote. — Plusieurs auteurs ayant émis l'hypothèse que le carbone 14 était radioactif avec une période assez longue, nous avons cherché à mettre en évidence la réaction :

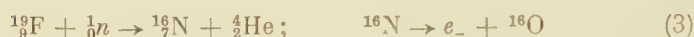
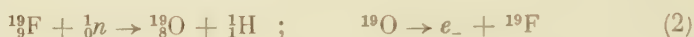


De l'azote liquide, contenu dans un vase Dewar spécial, était irradié par une source de 400 mc plongeant dans un tube central. Après une heure d'irradiation, la source était remplacée par une résistance chauffante, et l'azote qui se dégageait par une tubulure était dirigé dans un barboteur contenant de l'eau de baryte. Le gaz était préalablement mélangé avec de l'air ozonisé contenant une faible proportion d'anhydride carbonique. Un vide partiel dans le barboteur permettait l'aspiration facile de ce gaz. Le carbone actif éventuellement formé aurait dû être oxydé par l'ozone et précipité en même temps par le CO². En fait, le précipité obtenu après filtrage rapide et amené autour d'un compteur à parois de 0,02 mm d'aluminium, ne présente aucune activité appréciable.

Des expériences récentes de BURCHAM et GOLDBABER ⁽²²⁾ semblent d'ailleurs indiquer la stabilité de ¹⁴C : le bilan exothermique de 0,5 MeV trouvé par ces auteurs pour la réaction (I), joint au fait que la masse du neutron excède celle du proton d'environ 0,8 MeV, ne laisse pas au ¹⁴C une masse suffisante pour être radioactif.

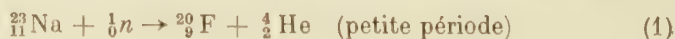
Fluor. — Le fluor a été utilisé sous forme de FLi avec le dispositif du pendule (source de 400 mc, compteur d'aluminium de 0,2 mm d'épaisseur, enregistrement à l'oscillographe).

Les périodes trouvées sont : $8,4 \pm 0,1$ sec. et 31 ± 1 sec. Celles qui étaient jusqu'ici admises étaient respectivement : 12 et 40 sec. Le rapport des intensités à saturation de la petite à la longue période est de 8 dans l'air et de 16 lors de l'irradiation dans la paraffine (fig. 12). Les réactions possibles sont :

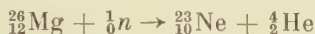


La radiofluor de (1) étant également formé suivant : ${}^{19}_9\text{F} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{20}_9\text{F} + {}^1_1\text{H}$ avec une période voisine de 12 sec. (CRANE, etc., *loc. cit.*). On peut donc admettre que la réaction (1) est responsable de la petite période. Nous avons d'ailleurs mis en évidence un effet paraffine de l'ordre de 2 qui confirme la capture du neutron. Nous avons en outre observé que lors de l'irradiation du fluor dans la paraffine la période déduite était un peu plus grande : $8,9 \pm 0,1$ sec. Ceci pourrait s'interpréter par l'existence de deux périodes voisines difficiles à séparer, dont l'une, la plus courte, ne serait pas sensible à l'effet paraffine, probablement issue d'après la réaction (3), l'autre (1) étant une réaction de capture sensible à l'effet paraffine. La période de 31 sec. serait alors due à la réaction (2) qui, d'après les études de désintégration à la chambre Wilson, est moins fréquente que (3).

Sodium. — Nous avons employé comme cible un cylindre de Na métallique. Les conditions expérimentales étaient les mêmes qu'avec le fluor. Nous avons trouvé les périodes suivantes : 8 ± 1 sec. et 33 ± 1 sec. Le rapport des intensités à saturation de la petite à la grande période est de 0,3. Aucune des deux périodes n'est sensible à l'effet paraffine. Les réactions présumées sont :

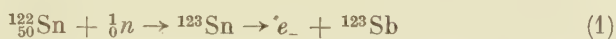


Magnésium. — On retrouve avec le magnésium la période de 33 secondes obtenue avec le sodium. La réaction est :

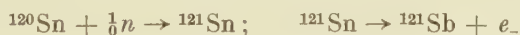


Nous n'avons pas étudié les périodes plus longues.

Étain. — La radioactivité de l'étain est tellement faible que seul un compteur construit avec cette matière et irradié par les sources de neutrons dont nous disposons présente une activité appréciable. L'effet paraffine est de l'ordre de 3. La réaction probable est :



avec une période de l'ordre de 6 minutes. L'isotope 122 de Sn existe en faible proportion (5 %) ce qui expliquerait le faible rendement de cette émission. L'intensité très faible et le fonctionnement peu satisfaisant d'un compteur en Sn ont pour effet de donner des courbes de décroissance d'une allure très irrégulière. Les périodes déduites vont de 6 à 12 minutes. A l'époque de ces expériences ⁽²³⁾ les tables d'Aston ne présentaient pour les isotopes de l'étain et de ses voisins qu'une seule possibilité, la réaction (1). Il était donc peu probable que ce fût le mélange de deux périodes qui était encore une cause de la défectuosité des courbes. M. NAIDU ⁽²⁴⁾ pourtant décela une seconde période de 18 minutes. ASTON ⁽²⁵⁾ publia quelques semaines après des valeurs corrigées sur la fréquence de certains isotopes ; l'étain 121 n'y figurait plus. On pouvait dès lors attribuer l'une des périodes à :



Travaillant avec des deutons, LIVINGOOD ⁽²⁶⁾ trouve plusieurs périodes : 12 et 45 minutes et avec des neutrons retrouve la période d'environ 6 minutes et une autre d'environ 6 heures.

LE PHÉNOMÈNE DE REcul DE L'EXISTENCE D'UN NEUTRINO

Il ressort de mes expériences en radioactivité artificielle et de celles entreprises par plusieurs chercheurs en Amérique avec les cyclotrons que très peu d'éléments se prêtent aux expériences sur le phénomène du recul. En dehors de la possibilité de perfectionner l'expérience de LEIPUNSKI *, avec une source de radio-carbone considérable je me propose, sitôt notre cyclotron ou nos appareils de haute tension en état de servir de sources de neutrons, de faire l'expérience plus simple suivante : On sait que le sélénium bombardé avec de très fortes sources de neutrons donne le radio-sélénium de période comprise entre 10 et 20 minutes. Par émission bêta ce radioélément se transforme en radiobrome (réaction en chaîne) de période 2,5 heures. On peut concentrer le radiosélénium par la méthode de SZILARD et CHALMERS et le déposer sur une plaque A. En face de cette plaque on disposera une grille B et entre celles-ci on établira un potentiel retardateur V_1 variable. Le tout étant dans le vide on mesurera l'activité d'une troisième plaque C placée derrière B et portée à une tension fixe d'accélération V_2 , en fonction des valeurs de V_1 . Les atomes de recul accélérés vers C le seront suivant une loi différente selon que l'on tienne compte ou non du recul supplémentaire dû au neutrino.

Des expériences analogues seront entreprises avec la chaîne RaE vers Po.

(*) Dernièrement CRANE et HALPERN (*Phys. Rev.*, 53, 1938, 789) ont observé à la chambre Wilson les noyaux de recul du radiochlore et du radiophosphore obtenus avec le cyclotron de ANN-ARBOR. La comparaison des résultats semble être en faveur d'une impulsion supplémentaire due au neutrino.

SUR LA DISTRIBUTION DES PÉRIODES DES RADIOÉLÉMENTS

Très surpris de ne pas trouver un plus grand nombre de radioéléments à vie courte, j'ai pensé qu'il serait intéressant d'en connaître la raison. J'ai porté sur un diagramme ⁽²⁷⁾ en abscisses les

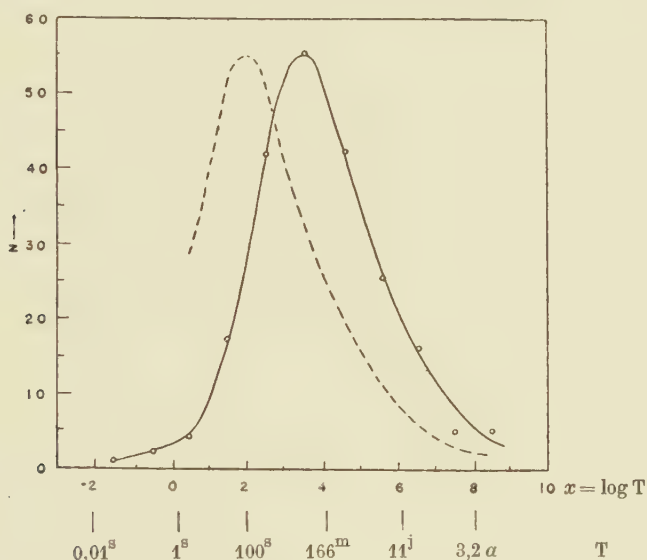


Fig. 13.

courbe — : observée
courbe - - - : calculée

logarithmes des périodes — exprimées en secondes — et en ordonnées le nombre de radioéléments dont les périodes sont comprises entre 10^n et 10^{n+1} secondes. Autrement dit si $x = \log T$, où T est la période en secondes, Ndx sera le nombre de radioéléments avec des valeurs de x comprises entre x et $x + dx$. Cette courbe de distribution fut d'abord faite avec 100 radioéléments en 1936, puis avec 170, et enfin la courbe de la figure 13 avec 220 radioéléments émetteurs de positrons et d'électrons, en y compre-

nant les 18 radioéléments des familles Ur, Ra, Ac et Th et en négligeant le K et le Rb. La table (V) donne d'ailleurs le détail de la classification des éléments stables et radioactifs connus jusqu'à ces derniers temps.

Déjà avec 100 radioéléments la distribution était quelque peu en courbe de cloche ; avec 170 elle le devint encore plus et avec 220 elle est presque symétrique avec un maximum très prononcé. Considérant 1) le faible nombre de radioéléments dans les régions facilement observables de 10 à 100 secondes ou de 3 à 30 heures ; 2) le peu de cases libres qui restent dans le diagramme de stabilité neutron-proton ; 3) les résultats négatifs obtenus lors (suite p. 39)

TABLE V

CLASSIFICATION DES ÉLÉMENTS STABLES ET RADIOACTIFS

Abréviations : z = n° atomique ; a = poids atomique ; n = neutron ; d = deuton ; p = proton ; α = rayon α ; γ = rayon γ .

s = secondes ; m = minutes ; h = heures ; j = jours ; an = années. Le signe — ou + après chacune de ces lettres indique l'émission de négatons ou de positons.

Réactions schématiques (RS) :

$$A: (z-1)^{a-3} + \alpha = p + z^a$$

$$B: (z-2)^{a-3} + \alpha = n + z^a$$

$$C: z^a + \alpha = ?$$

$$D: z^{a-1} + d = p + z^a$$

$$E: (z-1)^{a-1} + d = n + z^a$$

$$F: (z+1)^{a+2} + d = \alpha + z^a$$

$$G: z^a + d = ?$$

$$H: z^{a-1} + n = z^a$$

$$I: (z+1)^a + n = z^a$$

$$J: (z+2)^{a+3} + n = \alpha + z^a$$

$$K: z^{a+1} + n = 2n + z^a$$

$$L: z^a + n = ?$$

$$M: (z-1)^{a-1} + p = z^a$$

$$N: (z+1)^{a+3} + p = \alpha + z^a$$

$$O: (z-1)^a + p = n + z^a$$

$$P: z^{a+1} + p = d + z^a$$

$$Q: z^a + p = ?$$

$$R: z^{a+1} + \gamma = n + z^a$$

$$S: (z-1)^a = z^a + e^-$$

(réaction en chaîne)

$$T: z^a + e^- = ?$$

X: capture électron K

$$U: z^a + n = z^{a-2} + 3n(?)$$

<i>z</i>	<i>a</i>	% ou période avec RS	<i>z</i>	<i>a</i>	% ou période avec RS	
0	n	1	17	Cl	37	24
1	H	3	17	Cl	36	37 m. — H.D.
1	H	2	17	Cl	35	76
1	H	1	17	Cl	34	32 m. + B.E.
2	He	6	18	A	41	1,8 h. — H.D.
2	He	5	18	A	40	99,62
2	He	4	18	A	39	4 m. — ?
2	He	3	18	A	38	0,05
3	Li	8	18	A	36	0,33
3	Li	7	19	K	44	18 m. — ?
3	Li	6	19	K	42	12,2 h. — H.D.I.J.
4	Be	10	19	K	41	6,6
4	Be	9	19	K	40	10 ⁸ an. — ?
4	Be	8	19	K	39	93,4
5	B	12	19	K	38	7,7 m. + B.F.K.
5	B	11	20	Ca	48	?
5	B	10	20	Ca	46	?
6	C	14	20	Ca	45	2,4 h. — D.H.J.
6	C	13	20	Ca	44	2,3
6	C	12	20	Ca	43	0,17
6	C	11	20	Ca	42	0,77
7	N	16	20	Ca	41	?
7	N	15	20	Ca	40	96,76
7	N	14	20	Ca	39	4,5 m. — ?
7	N	13	21	Sc	48	1,7 j. — ?
8	O	19	21	Sc	46	60 j. et 1 an. — ?
8	O	18	21	Sc	45	100
8	O	17	21	Sc	44	2,1 j. et 4,1 h. + ?
8	O	16	21	Sc	43	4,0 h. + ?
8	O	15	21	Sc	41	53 m. + E.
?	?		22	Ti	51	3 m. — H.
9	F	20	22	Ti	50	6,9
9	F	19	22	Ti	49	5,5
9	F	18	22	Ti	48	71,3
9	F	17	22	Ti	47	7,8
10	Ne	23	22	Ti	46	8,5
10	Ne	22	23	V	53	5,5 h. — ?
10	Ne	21	23	V	52	3,9 m. — H.I.J.
10	Ne	20	23	V	51	100
11	Na	24	23	V	50	3,7 h. — ?
11	Na	23	23	V	49	33 m. — ?
11	Na	22	23	V	48	16 j. + et Ray. X E.X.
12	Mg	27	24	Cr	54	3,1
12	Mg	26	24	Cr	53	10,4
12	Mg	25	24	Cr	52	81,6
12	Mg	24	24	Cr	51	85 j. — ?
12	Mg	23	24	Cr	50	4,9
13	Al	29	25	Mn	56	2,5 h. — D.H.I.J.A.
13	Al	28	25	Mn	55	100
13	Al	27	25	Mn	54	21 m. + F ?
13	Al	26	25	Mn	53	46 m. + E.
?	?		25	Mn	52	5 j. + F.
14	Si	31	?	?	?	100 j. + F.
14	Si	30	?	?	?	91 m. — Q.
14	Si	29	?	?	?	11 m. ? Q.
14	Si	28	26	Fe	59	40 j. — D.I.
14	Si	27	26	Fe	58	0,5
15	P	32	26	Fe	57	2,8
15	P	31	26	Fe	56	90,2
15	P	30	26	Fe	55	1,5 h. + ?
16	S	36	26	Fe	54	6,5
16	S	35	26	Fe	53	8,9 m. + ?
16	S	34	?	?	?	35 j. ? G. avec Fe
16	S	33	?	?	?	72 h. ? I.
16	S	32	27	Co	60	10 an. — H.E.
16	S	31	27	Co	59	100

z	a	% ou période avec RS	z	a	% ou période avec RS		
27	Co	58	11 m. — H.I.	35	Br	81	50
27	Co	57	?	35	Br	80	18,5 m. et 4,5 h. — K.H.D.R.
27	Co	55	18,2 h. — ?	35	Br	79	50
28	Ni	66	?	35	Br	78	6,3 m. + K.B.R.E.
28	Ni	64	0,9	36	Kr	87	1,2 h. — D.
28	Ni	63	2,7 h. — ?	36	Kr	86	16,7
28	Ni	62	3,8	36	Kr	85	4,5 h. — D.
28	Ni	61	1,7	36	Kr	84	57
28	Ni	60	27,2	36	Kr	83	12
28	Ni	59	3 h. — L.	36	Kr	82	11
28	Ni	58	68,1	36	Kr	81	18 h. + D.
28	Ni	57	1,5 j. — ?	36	Kr	80	2,5
29	Cu	66	5 m. — H.I.	36	Kr	78	0,4
29	Cu	65	32	37	Rb	88	18 j. — H.
29	Cu	64	12,8 h. — + H.D.I.K.	37	Rb	87	28 et 2,10 ¹⁰ an. — ?
29	Cu	63	68	37	Rb	86	18 m. — ?
29	Cu	62	10,5 m. + K.R.B.	37	Rb	85	72
29	Cu	61	3,4 h. + A.E.U.	37	Rb	84	9,8 m. — ?
29	Cu	60	7,9 m. + ?	37	Rb	82	1,5 m. — ?
29	Cu	58	1,3 m. + ?	38	Sr	89	55 j. et 3 h. — ?
?	?	?	97 h. ? G. avec Zn	38	Sr	88	83,4
?	?	?	12 h. — G. avec Zn	38	Sr	87	6,6
?	?	?	4 j. ? G. avec Zn	38	Sr	86	10
30	Zn	71	20 j. — ?	39	Y	90	2,5 j. — H.
30	Zn	70	0,4	39	Y	89	100
30	Zn	69	14 h. — ?	39	Y	88	2 h. — ?
30	Zn	68	17,8	40	Zr	96	1,5
30	Zn	67	4,2	40	Zr	94	17
30	Zn	66	27,2	40	Zr	93	1,6 j. — ?
30	Zn	65	1 h. + ?	40	Zr	92	22
30	Zn	64	50,4	40	Zr	91	11,5
30	Zn	63	38 m. + R.	40	Zr	90	48
30	Zn	?	25 h. ? G. avec Zn	40	Zr	89	5 h. — ?
31	Ga	72	22 h. — H.	41	Nb	93	100
31	Ga	71	38,5	41	Nb	91	?
31	Ga	70	18 m. et 3,4 j. — ?	42	Mo	102	?
31	Ga	69	61,5	42	Mo	100	9,8
31	Ga	68	1,1 h. + B.R.	42	Mo	99	1,5 j. — H.
31	Ga	67	2,3 j. + ?	42	Mo	98	23
31	Ga	66	9,5 h. + B.	42	Mo	97	9,6
32	Ge	77	8 h. — ?	42	Mo	96	17,8
32	Ge	76	6,5	42	Mo	95	15,5
32	Ge	75	1,3 h. — ?	42	Mo	94	10
32	Ge	74	37,1	42	Mo	93	25 m. + K.
32	Ge	73	7,9	42	Mo	92	14,2
32	Ge	72	27,3	42	Mo	91	17 m. + R.
32	Ge	71	1,4 j. + ?	?	?	?	1 an. + G. avec Mo
32	Ge	70	21,2	43	Ma	101	81 j. — ?
32	Ge	69	30 m. + ?	43	Ma	100	50 j. — ?
33	As	78	65 m. — J.	43	Ma	99	?
33	As	77	?	43	Ma	98	30 s. — ?
33	As	76	26 h. — J.H.D.	43	Ma	97	?
33	As	75	100	43	Ma	96	31 m. — ?
33	As	74	13,5 j. + — ?	43	Ma	95	?
34	Se	83	17 m. — H.D.	44	Ru	105	20 h. — ?
34	Se	82	9,3	44	Ru	104	17
34	Se	81	57 m. — H.D.I.K.	44	Ru	103	4 h. — ?
34	Se	80	48	44	Ru	102	30
34	Se	79	1,3 m. — ?	44	Ru	101	22
34	Se	78	24	44	Ru	100	14
34	Se	77	8,3	44	Ru	99	12
34	Se	76	9,5	44	Ru	98	?
34	Se	75	1,7 h. + ?	44	Ru	97	1,8 m. + ?
34	Se	74	0,9	44	Ru	96	5
35	Br	83	2,5 h. — E.S.	45	Rh	105	45 j. — ?
35	Br	82	1,4 j. — ?	45	Rh	104	44 s. et 4,2 m. — H.

z	a	% ou période avec RS	z	a	% ou période avec RS
45 Rh	103	100	52 Te	120	?
45 Rh	101	?	53 I	128	25 m. — H.
46 Pd	111	18 m. — H.	53 I	127	100
46 Pd	110	15	53 I	126	13,5 j. — ?
46 Pd	109	12,5 h. — H.	54 Xe	136	8,79
46 Pd	108	25	54 Xe	134	10,31
46 Pd	106	25	54 Xe	132	26,45
46 Pd	105	25	54 Xe	131	20,67
46 Pd	104	7	54 Xe	130	4,18
46 Pd	103	3 m. + H.	54 Xe	129	27,13
46 Pd	102	3	54 Xe	128	2,3
47 Ag	112	3,2 h. — ?	54 Xe	126	0,08
47 Ag	111	7,5 j. — ?	54 Xe	124	0,08
47 Ag	110	22 s. — ?	55 Cs	134	1,5 h. — H.
47 Ag	109	47,5	55 Cs	133	100
47 Ag	108	2,3 m. et 190 j. — ?	56 Ba	139	80 m. — H.
47 Ag	107	52,2	56 Ba	138	74,1
47 Ag	106	8,2 j. — et 24,5 m. + ou Ray. X	56 Ba	137	11,1
48 Cd	117	2,42 j. — D.	56 Ba	136	8,9
48 Cd	116	6	56 Ba	135	5,9
48 Cd	115	4,3 h. — D.	56 Ba	134	?
48 Cd	114	24	56 Ba	132	?
48 Cd	113	14,7	56 Ba	130	?
48 Cd	112	22	57 La	140	1,9 j. — H.
48 Cd	111	15,2	57 La	139	100
48 Cd	110	15,6	57 La	138	2,2 h. + ?
48 Cd	109	30 m. + K.	58 Ce	142	11
48 Cd	108	1	58 Ce	141	2,4 h. — ?
48 Cd	107	6,7 h. + ou Ray. X	58 Ce	140	89
48 Cd	106	1,5	58 Ce	139	2,1 m. + ?
49 In	117	2,3 h. — S.	58 Ce	138	?
49 In	116	13 s. et 54 m. — H.	58 Ce	136	?
49 In	115	95	59 Pr	142	19 h. — H.
49 In	114	50 j. — ?	59 Pr	141	100
49 In	113	4,5	59 Pr	140	3 m. + ?
49 In	112	4,1 h. et 1,5 m. — H.	60 Nd	151	21 m. — ?
49 In	111	20 m. + ?	60 Nd	150	?
50 Sn	124	6,8	60 Nd	149	2 h. — ?
50 Sn	123	6 m. — H.	60 Nd	148	?
50 Sn	122	5,5	60 Nd	147	3,5 j. — ?
50 Sn	121	1,1 j. — ?	60 Nd	146	18
50 Sn	120	28,5	60 Nd	145	5
50 Sn	119	9,8	60 Nd	144	30
50 Sn	118	22,5	60 Nd	143	11
50 Sn	117	9,1	60 Nd	142	3,6
50 Sn	116	15,5	61 Il	147	?
50 Sn	115	0,4	61 Il	145	?
50 Sn	114	0,8	61 Il	144	12,5 h. — ?
50 Sn	113	18 m. + ?	62 Sm	154	1
50 Sn	112	1,1	62 Sm	153	1,9 j. — ?
51 Sb	124	50 j. — B.H.	62 Sm	152	26
51 Sb	123	56	62 Sm	151	21 m. — ?
51 Sb	122	2,3 j. — D.H.	62 Sm	150	5
51 Sb	121	44	62 Sm	149	15
51 Sb	120	15 m. + E.R.K.	62 Sm	148	14 émet α 10^{-12} an.
52 Te	131	8 j. — ?	62 Sm	147	17
52 Te	130	33	62 Sm	144	3
52 Te	129	10 h. — ?	63 Eu	153	49,4
52 Te	128	33	63 Eu	152	9,2 j. $\pm$ et Ray. X
52 Te	127	1,1 h. — ?	63 Eu	151	50,6
52 Te	126	19	63 Eu	150	1,1 j. + ?
52 Te	125	6	64 Gd	160	16
52 Te	124	4,5	64 Gd	159	3,5 m. et 1,7 h. — ?
52 Te	123	1,6	64 Gd	158	23
52 Te	122	2,9	64 Gd	157	17
52 Te	121	31 j. + et Ray. X.	64 Gd	156	23

<i>z</i>	<i>a</i>	% ou période avec RS	<i>z</i>	<i>a</i>	% ou période avec RS
64	Gd	155 21	76	Os	184 ?
64	Gd	154 ?	?	?	?
64	Gd	152 ?	?	?	50 m. ? L. avec Ir
65	Tb	160 3,3 h. — H.	?	?	3 j. ? L. avec Ir
65	Tb	159 100	77	Ir	196 28 m. — ?
65	Tb	158 3,6 m. +	77	Ir	194 19 h. et 1,5 m. — ?
66	Dy	165 2,5 h. — H.	77	Ir	193 67
66	Dy	164 28	77	Ir	192 60 j. — L.
66	Dy	163 25	77	Ir	191 33
66	Dy	162 25	78	Pt	199 31 m. — H.
66	Dy	161 22	78	Pt	198 22
66	Dy	160 ?	78	Pt	197 18 h. et 3,3 j. — ?
66	Dy	159 2,2 m. + ?	78	Pt	196 26,6
66	Dy	158 ?	78	Pt	195 35
67	Ho	166 1,4 j. — H.	78	Pt	194 30
67	Ho	165 100	78	Pt	193 53 m. — ?
67	Ho	164 47 m. — ?	78	Pt	192 0,8
68	Er	171 5,1 h. — ?	79	Au	199 3,3 j. — H.
68	Er	170 10	79	Au	198 2,7 j. — H.
68	Er	169 12 h. — H.	79	Au	197 100
68	Er	168 30	79	Au	196 13 h. et 4,5 j. — ?
68	Er	167 24	80	Hg	205 1,7 j. — H.
68	Er	166 36	80	Hg	204 6,9
68	Er	165 1,1 m. + ?	80	Hg	203 43 m. — K.
68	Er	164 ?	80	Hg	202 29
68	Er	162 ?	80	Hg	201 14
69	Tm	171 ?	80	Hg	200 24
69	Tm	170 e — ? H.	80	Hg	199 16
69	Tm	169 100	80	Hg	198 10
70	Yb	176 12	80	Hg	196 0,1
70	Yb	175 2,1 h. et 1,7 j. — ?	81	Tl	210 RaC' 4,32 m. —
70	Yb	174 38	81		208 ThC' 3,2 m. —
70	Yb	173 17	81		207 AcC' 4,8 m. —
70	Yb	172 24	81	Tl	206 5 m. — ?
70	Yb	171 9	81	Tl	205 71
70	Yb	170 ?	81	Tl	204 50 m. — ?
70	Yb	168 ?	81	Tl	203 29
71	Lu	177 ?	82	Pb	214 RaB 25,8 m. —
71	Lu	176 3,6 h. et 7 j. — ?	82		212 ThB 10,6 h. —
71	Lu	175 100	82		211 AcB 36 m. —
72	Hf	181 180 j. — H.	82		210 RaD 22 an. —
72	Hf	180 30	82	Pb	209 3 h. — D.
72	Hf	179 18	82	Pb	208 50
72	Hf	178 28	82	Pb	207 20
72	Hf	177 19	82	Pb	206 29
72	Hf	176 5	82	Pb	204 1
73	Ta	182 97 j. — ?	83	Bi	214 RaC 19,7 m. — 99,6 %
73	Ta	181 10			et 0,4 % α
73	Ta	180 8,2 h. — et 30 m. + et Ray. X	83		212 Th 61 m. — 65 %
74	W	187 23 h. — H.			et 35 % α
74	W	186 29,9	83		211 AcC 2,16 m. — 0,3 %
74	W	184 30,2			et 99,7 % α
74	W	183 17,3	83		210 RaE 5 j. —
74	W	182 22,6	83	Bi	209 100
74	W	180 ?	84		218 RaA 3,05 m. α
75	Re	188 3,5 j. — H.	84		216 ThA 0,14 s. α
75	Re	187 61,8	84		215 AcA 2,10 ⁻³ s. α
75	Re	186 20 h. — H.	84		214 RaC' 10 ⁻⁶ s. α
75	Re	185 38,2	84		212 ThC' 10 ⁻¹¹ s. α
76	Os	192 42,5	84		211 AcC' 10 ⁻⁸ s. α
76	Os	191 40 h. — H.	84	Po	210 RaF 140 j. α
76	Os	190 25,1	85	inconnu	
76	Os	189 17,4	86	Rn	222 3,82 j. α
76	Os	188 13,4	86	Tn	220 54,5 s. α
76	Os	187 0,6	86	An	219 3,9 s. α
76	Os	186 1	87	inconnu	
			88		229 1 m. — J.

z	a	% ou période avec RS	z	a	% ou période avec RS
88 MsThI	228	5,7 an. —	90 RdAc	227	18,9 j. α
88 Ra	226	1590 an. α	90		4 m. — J.
88 ThX	224	3,64 j. α	91 UXII	234	1,14 m. — et UZ 234 6,7 h —
88 AcX	223	11,2 j. α	91	233	2,5 m. — ?
89	232	11 m. — L. avec Th	91 Pa	231	3,2.10 ⁴ an. α
89	229	1,8 j. et 3,5 h. — ?	92 U	239	10 s. 40 s. 23 m. — ?
89 MsThII	228	6,13 h. —	92 U	238	4,6.10 ⁹ an. α
89 Ac	227	13,5 an. —	92 AcU	235	7,1.10 ⁸ an. α
90 UXI	234	24,5 j. —	92 UII	234	2,7.10 ⁵ an. α
90 Th	233	25 m. — H.	93 EkaRe	239	2,2 m. —, 16 m. — ?
90 Th	232	1,4.10 ¹⁰ an. α	94 EkaOs	239	59 m. —, 5,7 h. — ?
90 Uy	231	24,6 h. —	95 EkaIr	239	2,5 j. — ?
90 Io	230	8,3.10 ⁴ an. α	96 EkaPt	239	2,5 h. — ?
90 RdTh	228	1,9 an. α			

de la recherche de périodes courtes ou longues avec le cyclotron de BERKELEY (Luis ALVAREZ, non publié) on peut dire que cette distribution a une valeur physique et n'est pas due seulement au fait que le maximum se trouve dans une région très facilement observable. A moins que de très nombreux cas d'isométrie nucléaire ne soient trouvés, je ne vois pas de raisons immédiates pour que l'allure de la courbe se modifie. D'autant plus que les cas d'isométrie ne seront forcément pas de nature à modifier cette distribution. Le contraire est plus probable. Ces considérations m'ont amené alors à chercher une explication théorique de cette distribution.

Je n'entrerais pas dans les détails de la théorie des désintégrations bêta suggérée par FERMI. Je signalerai uniquement ce qui a trait direct avec mon travail.

Avant toute tentative d'explication théorique des spectres bêta nous disposons de quelques règles empiriques. Comme dans plusieurs autres sujets, les observations peuvent parfois être mises sous une telle forme qu'une relation empirique est très souvent visible. On trouva une telle relation entre l'énergie des rayons alpha et la période de leurs émetteurs (règle de GEIGER-NUTTALL). Plus tard GAMOW déduisit cette règle de sa théorie du rayonnement α . SARGENT signala qu'une relation empirique existait entre le log. de l'énergie maximum d'un spectre bêta et le log. de sa constante radioactive. On a souvent critiqué cette règle mais il est curieux d'observer que, à mesure que la théorie des désintégrations bêta de FERMI se précise, et aussi avec de meilleures précisions expérimentales (28), les droites de SARGENT groupent

à $(a/l)^2$, a étant le rayon de l'atome et l la longueur d'onde de la radiation considérée. Dans la théorie de FERMI on a de même une probabilité (ou ce qui revient au même une constante de désintégration λ) proportionnelle à $(d/\Lambda)^n$ avec $n = 2$ pour $L = 1$; $n = 4$ pour $L = 2$, etc... Or (d/Λ) est de l'ordre de $1/100$. On explique ainsi très simplement pourquoi les valeurs extrapolées des droites de SARGENT diffèrent entre elles d'une valeur constante : $1/100$, c'est-à-dire $\log \lambda = -2$ (voir G. GAMOW, *Atomic Nuclei*, 1937, Oxford).

Considérons donc, pour simplifier, une droite SARGENT « moyenne » satisfaisant à l'équation $\log E = a + b \log T$ avec

$$a = 7,16; b = -0,23 \text{ et } \log T = \text{const.} - \log \lambda \quad (1)$$

E étant le maximum d'énergie des spectres, exprimé en volts.

De cette équation nous tirons :

$$E = 10^{7,16} e^{-0,53x} \text{ (avec } x = \log T) \text{ et } T \sim E^{-4,3} \quad (2)$$

valeur très proche de celle déduite de la théorie de FERMI ⁽²⁹⁾ $T \sim E^{-4,6}$.

Nous allons faire maintenant une hypothèse qui repose sur deux faits d'observation : 1° On ne connaît qu'un seul radioélément le radiobore 0,02 sec. dont $E_{\max}$ soit supérieur à 10 MeV ; 2° Il ressort de la courbe de la figure 14 transposée en énergies grâce à la formule (2) que la distribution statistique de E est presque uniforme pour des valeurs de E comprises entre 0,5 et 6 MeV, qu'elle décroît vite pour des valeurs supérieures et qu'elle s'annule pratiquement pour $E \geq 10$ MeV.

Nous prendrons $(1 - 10^{-12} (E/10)^2)$ comme étant proportionnel au nombre n de radioéléments ayant des E compris entre E et $E + dE$ jusqu'à $E = 10$ MeV. Nous avons alors pour le nombre Ndx défini ci-haut la relation :

$$(3) \quad Ndx = n dE \sim [1 - 10^{-12} (E/10)^2] dE \text{ c'est à dire}$$

$$(4) \quad Ndx \sim [(1 - 10^{-14} \cdot 10^{14,3} \cdot e^{-1,06x}) 0,53 e^{-0,53x}] dx \text{ et enfin}$$

$$(5) \quad N \sim e^{-0,53x} - 2e^{-1,59x}$$

J'ai porté N donné par (5) sur la figure (13) (en pointillé). Ainsi donc le nombre maximum de radioéléments semble se grouper autour de $x = \log T \sim 2$. La valeur observée pour $N_{\max}$ est : $\log T = 3,5$. Considérant les approximations de notre calcul l'accord est satisfaisant.

Prenons une certaine valeur de $N_{\max}$ comprise entre ces deux chiffres. Soit $x \approx 2,5$ ce qui correspond à une période « la plus fréquente » de l'ordre de 5 minutes. De (1) nous tirons 4 MeV comme ε_m « énergie maximum la plus fréquente ».

Avant de chercher une explication pour l'existence probable d'une énergie ε_m « la plus fréquente » et aussi pour une telle distribution N il serait désirable de disposer des valeurs $E_{\max}$ du plus grand nombre de radioéléments. On pourrait alors établir un diagramme SARGENT à trois dimensions : ($\log \lambda$, $\log E$ et N) pour les éléments légers et un autre identique pour les éléments lourds (cette distinction est nécessaire ⁽³⁰⁾ pour les énergies cinétiques faibles (*). Ceci n'est pas possible encore, car on ne connaît qu'une quarantaine de distributions énergétiques de spectres bêta sur les 220 radioéléments connus. Je reviendrai au chapitre suivant sur cette question de la détermination des $E_{\max}$ par des méthodes plus rapides que celles de la chambre Wilson.

Il restera donc à voir, dans le cas où la distribution N se conserve quasi-Gaussienne pour chaque groupe de radioéléments appartenant à la même espèce de transition, quelles sont les valeurs respectives de $N_{\max}^i$ ($i = 0, 1, 2, \dots$ indices se référant à l'espèce de transition: 0 pour les permises, 1 pour la première interdite, etc.).

Le fait que la distribution totale N pour toutes les transitions, telle qu'elle figure en (13), est quasi-Gaussienne prouve soit que $N_{\max}^0$, $N_{\max}^1$, $N_{\max}^2$, sont presque identiques et relatifs à une valeur de près de 4 MeV pour $\varepsilon_{\max}$, soit que les distributions N^i empiètent fortement les unes sur les autres, soit enfin que la plupart des radioéléments appartiennent à la première droite SARGENT et que leur distribution N n'est que peu affectée par les quelques points situés sur les autres droites.

(*) A cause de l'influence du champ nucléaire sur la fonction d'onde de la particule bêta la probabilité de désintégration beta est augmentée d'un facteur de l'ordre de 20 dans les noyaux lourds. La période d'un radioélément « lourd » doit donc être plus courte que celle d'un radioélément « léger » à $E_{\max}$ égales.

L'ABSORPTION DES RAYONS BÉTA ET LA DÉTERMINATION DES $E_{\max}$

THÉORIE

L'absorption des rayons bêta est un problème qui est loin d'être résolu. Tout au début des travaux sur la radioactivité, BOHR a appliqué au processus d'absorption des rayons bêta le même traitement relatif à l'absorption des rayons alpha. On est limité dans les prévisions théoriques par les différences suivantes entre ces deux genres d'absorption. 1) la diffusion des électrons est très importante dans le cas des bêta et 2) l'effet de relativité dans la variation de la masse des bêta rapides.

Je vais donner un aperçu seulement de ces calculs pour mieux aborder ensuite le problème qui m'intéresse particulièrement, celui de l'application des mesures d'absorption à la détermination de l'énergie maximum des spectres bêta.

En négligeant tout d'abord les corrections de relativité et en admettant une loi d'interaction en $\frac{1}{r^2}$ entre une particule libre et au repos avec une particule (toujours électronique) animée d'une vitesse V et suivant une trajectoire située à une distance p (perpendiculaire) du point fixe, on a pour l'énergie transférée à l'électron libre :

$$(1) \quad Q = \frac{2e^4}{mV^2} \frac{1}{p^2 + a^2} \text{ avec } a = \frac{2e^2}{mV^2}$$

Considérons une tranche Δx de matière contenant n atomes par centimètre cube et de numéro atomique Z . Le nombre moyen de rencontres pour p compris entre p et $p + dp$ est :

$$(2) \quad dA = 2\pi \cdot nZ \Delta x \cdot p dp$$

et la perte moyenne d'énergie est :

$$(3) \quad \Delta T = \frac{4\pi e^4 nZ \Delta x}{mV^2} \int_0^x \frac{p dp}{p^2 + a^2}.$$

L'électron soi-disant au repos vibre avec une période propre τ . Si nous appelons t le temps de collision égal à p/V on a deux cas à considérer :

a) $t < \tau$ c'est-à-dire que p est petit.

b) $t > \tau$ alors l'énergie transmise et définie par (1) est petite.

BOHR arrive à une limite supérieure de p :

$$p_x = \frac{1,123}{2\pi} \frac{V}{\nu}$$

où ν correspond à la période τ .

Considérons maintenant la distribution énergétique des vitesses communiquées : La probabilité $W(\Delta T) dT$ d'une perte d'énergie comprise entre T et $T + dT$ est :

$$(4) \quad W(\Delta T)dT = (2\pi \cdot P\Delta x)^{1/2} \exp - \frac{(\Delta T - \Delta_0 T)^2}{2P\Delta x} dT \quad \text{avec } P\Delta x = \Sigma A_r Q_r^2.$$

A_r représente le nombre de collisions ayant des p compris entre p_x et $p_x + 1$, et Q_r la perte d'énergie correspondante. La formule (4) n'est valable que lorsque A_r est grand et les variations de Q_r petites. Elle ne s'applique pas dans le cas de p_e voisin de zéro. On peut donc définir $P\Delta x$ ainsi :

$$(5) \quad P\Delta x = \int_{p_e}^{p_x} Q^2 dA = \frac{4\pi n Z e^8 \Delta x}{m^2 V^4} \frac{1}{p_e^2}.$$

En introduisant maintenant des termes de relativité on a, par exemple, pour le parcours moyen en fonction de la vitesse :

$$(6) \quad R = \frac{m^2 c^4}{2\pi e^4 n S} [(1 - \beta^2)^{1/2} + (1 - \beta^2)^{-1/2} - 2] \\ \text{avec } S = \Sigma \log_e \left[\frac{(1,123)^2 V^2 n Z R}{4\pi \nu^2} - \log_e (1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \text{ et } \beta = \frac{V}{c}.$$

En passant de la perte d'énergie à la perte de moment cinétique $\Delta(H\rho)$ et de Δx à σ en g/cm^2 nous avons :

$$(7) \quad 1 - \beta^2 = \beta^2 \frac{\Delta(H\rho)}{\sigma} = \frac{2\pi e^3 N}{100 m c^2} \frac{Z}{A} \left[\log_e \frac{(1,123)^2 c^2 N}{100 \cdot 4 \pi} - \log_e \frac{A}{Z} + \right. \\ \left. \log_e \sigma - \log_e \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} - \beta^2 - \frac{2}{Z} \sum_1^Z \log_e \nu \right]$$

où Z est le numéro atomique, A le poids atomique et N le nombre d'Avogadro.

L'expression (7) se met sous la forme

$$(8) \quad I\beta^3 = 50 \frac{Z}{A} [96,1 - \log_e \frac{A}{Z} + \log_e \sigma - \log_e \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} - \beta^2 - 2C]$$

qui pour l'aluminium devient :

$$(9) \quad (I\beta^3)_{Al} = 2,45[95,4 + \log_e \sigma - \log_e \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} - \beta^2 - 2C_{Al}]$$

C est inconnu théoriquement. L'expérience prouve que $2C$ est une constante égale à environ 82, lorsque dans (9) I représente la valeur observée du pouvoir d'arrêt atomique.

L'expérience montre en outre que le parcours moyen R est plus petit que celui calculé en partant de (4) et (6). WILLIAMS E. J. ; HURST et LASLETT, CRANE et ses collaborateurs sont arrivés à la conclusion que les pertes d'énergie observées sont environ 2 fois plus fréquentes que celles prédites, et ceci dans un domaine très large d'énergies bêta : de 80 Kvs à 11 MeV.

Nous mettrons donc finalement le parcours R sous la forme :

$$(10) \quad R \sim 3,34 \frac{A}{Z} \frac{(1 - \beta^2)^{1/2} + (1 - \beta^2)^{-1/2} - 2}{100,8 + \log_e R - \log_e \frac{A}{Z} - \log_e \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} - \beta^2 - 2C} = f(\beta).$$

FEATHER ⁽³¹⁾ a établi expérimentalement la relation empirique suivante pour les spectres β :

$$(11) \quad R = 0,511 E_m - 0,09$$

où R est le parcours exprimé en g/cm² et E_m le voltage maximum en MeV.

On peut donc à partir de la mesure de R déduire l'énergie E_m du spectre. Les conditions géométriques expérimentales introduisent toujours des erreurs difficiles à éviter par des calculs correctifs. On utilise alors l'artifice suivant. De (11) on tire en différentiant

$$(12) \quad dR = 0,511 dE,$$

de telle sorte que si on compare, dans des conditions expérimentales identiques, deux courbes d'absorption de deux substances A et B on en déduit, par la mesure de leur dR , leur dE . Si on connaît d'autre part le E_m de l'une d'elles on en tirera automatiquement la valeur de E_m de l'autre en ajoutant ou en retranchant dE suivant le cas ⁽³²⁾.

Ce cas n'est pas toujours possible car les dR , s'ils ne sont pas voisins, imposent des conditions expérimentales assez différentes.

Nous avons donc, avec le Dr SCHIFF, établi la méthode suivante qui essaye d'éviter les critiques adressées souvent, et avec raison, aux mesures d'absorption des spectres.

EXPÉRIENCES

Considérons un compteur cylindrique. Autour de ce compteur plaçons des cylindres absorbants d'épaisseur croissante. Finalement autour de ce système nous placerons une source radioactive cylindrique que nous dénommerons « cible » (fig. 15), émettant

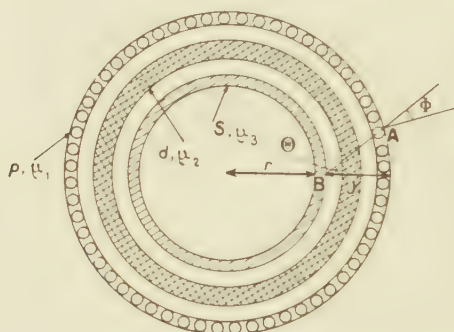


Fig. 15.

des électrons. Si la période de désintégration est grande (supérieure à quelques heures par exemple), on fera varier l'épaisseur d des absorbants pendant la durée d'un même décroissance. Si la période est de l'ordre d'une heure on effectuera dans des conditions identiques n activations de la cible (cas de radioactivité artificielle) et on fera autant de courbes de décroissance, avec, à chaque fois, un absorbant différent. L'absorption étant exponentielle les droites logarithmiques (voir par exemple FOURSIER et GUILLOT, *Coll. Actualités Scientifiques*, Edit. Hermann et Cie, Paris 1933, n° 57) d'absorption seront extrapolées vers l'origine des temps et les valeurs de $(\log. 1)$ pour $t = 0$ seront portées sur un diagramme en fonction de l'épaisseur d .

Considérons le problème de l'absorption en ce qui concerne la géométrie de l'expérience. De chaque point de la cible radioactive partiront des rayons sous tous les angles et aboutiront ou non au compteur. Nous allons traiter pour simplifier le problème, le cas de compteurs absorbants et cible de forme sphérique et nous

passerons ensuite au cas des cylindres. Appelons r le rayon du compteur, s son épaisseur (fig. 15) et μ_3 son coefficient d'absorption; d l'épaisseur variable de l'absorbant et μ_2 son coefficient d'absorption; enfin p l'épaisseur de la cible et μ_1 son coefficient d'absorption. D'un point A de la cible un rayon est émis et vient aboutir au point B sur la surface du compteur. Soient Φ et θ les angles que fait cette direction AB avec les normales en A et en B. On a les relations suivantes, avec I_0 comme nombre de particules de la cible radioactive par sec. et par cm^3 et N comme nombre de particules β arrivant sur le compteur par seconde :

$$(1) \quad N = \int_0^p \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_0 \exp \left[-(\mu_1 Z_p + \mu_2 Z_d + \mu_3 Z_s) \right] \frac{4\pi r^2 \cos \theta}{4\pi(Z_p + Z_d + Z_s)^2} \cdot (Z_p + Z_d + Z_s)^2 d\theta \cdot 2\pi \sin \theta \sec \Phi \cdot dp \text{ avec :}$$

$$(2) \quad \sin \Phi = \frac{r \sin \theta}{r + s + p + d}$$

$$(2)' \quad \sec \Phi = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2 \sin^2 \theta}{(r + s + p + d)^2}}}$$

et

$$(3) \quad Z = \sqrt{y^2 + 2ry + y^2 \cos^2 \theta} - y \cos \theta = AB$$

posons $\gamma = \sin \theta$ et intégrons par rapport à p :

$$(4) \quad N = \frac{2\pi r^2 I_0}{\mu_1} \int_0^1 \exp \left[-\left\{ (\mu_2 - \mu_1)r \sqrt{\left(1 + \frac{s+d}{r}\right)^2 - \gamma^2} + (\mu_3 - \mu_2)r \sqrt{\left(1 + \frac{s}{r}\right)^2 - \gamma^2} - \mu_3 r \sqrt{1 - \gamma^2} \right\} \right] \times \exp \left[-\left\{ \mu_1 r \sqrt{\left(1 + \frac{s+d}{r}\right)^2 - \gamma^2} \right\} \right] - \exp \left[-\left\{ \mu_1 r \sqrt{\left(1 + \frac{s+d+p}{r}\right)^2 - \gamma^2} \right\} \right] \cdot \gamma d\gamma$$

Prenons une cible très mince $p < \frac{1}{\mu_1}$ et des absorbants légers par exemple l'aluminium, ainsi qu'un compteur à paroi d'Al. $\mu_2 = \mu_3$ et nous appelons alors d l'épaisseur totale de l'absorbant et du compteur ($S \approx 0$). Posons aussi $\chi = \gamma^2$ et nous avons :

$$(5) \quad N = \frac{\pi r^2 I_0}{\mu_1} \int_0^1 \exp \left[-\mu_2 r \left\{ \sqrt{\left(1 + \frac{d}{r}\right)^2 - \chi} - \sqrt{1 - \chi} \right\} \right] \times \left[1 - \exp \left[-\mu_1 r \left\{ \sqrt{\left(1 + \frac{d+p}{r}\right)^2 - \chi} - \sqrt{\left(1 + \frac{d}{r}\right)^2 - \chi} \right\} \right] \right] d\chi$$

enfin :

$$(6) \quad N = \frac{\pi r^2 I_0}{\mu_1} \int_0^1 [f(\chi, 0) - f(\chi, p)] d\chi$$

où

$$(7) \quad -\frac{1}{r} \log_e [f(\chi, p)] = \mu_1 \sqrt{\left(1 + \frac{d+p}{r}\right)^2 - \chi} + (\mu_2 - \mu_1) \sqrt{\left(1 + \frac{d}{r}\right)^2 - \chi} - \mu_2 \sqrt{1 - \chi}$$

Faisons maintenant $d + p \ll r$ (dans les expériences décrites plus loin $d + p < 1,5$ mm. et $r = 10$ mm). On a avec $\chi = \sin^2 \vartheta < 1$

$$(8) \quad -\frac{1}{r} \log_e [f(\chi, p)] \sim \mu_1 \sqrt{(1 - \chi) + \frac{2}{r}(d + p)} + (\mu_2 - \mu_1) \sqrt{(1 - \chi) + \frac{2d}{r}} - \mu_2 \sqrt{1 - \chi} \sim \frac{\mu_1 p + \mu_2 d}{r \sqrt{1 - \chi}}$$

ou

$$(9) \quad f(\chi, p) \sim e^{-\left(\frac{\mu_1 p + \mu_2 d}{r \sqrt{1 - \chi}}\right)}$$

Posons : $\mu_1 p + \mu_2 d = a$ et $\mu_2 d = b$

$$(10) \quad \int_0^1 e^{-\frac{a}{\sqrt{1-\chi}}} d\chi = 2a^2 \int_a^\infty \frac{e^{-z}}{z^3} dz = (1 - a)e^{-a} + a^2 \text{Ei}(a)$$

avec

$$\text{Ei}(a) = \int_a^\infty \frac{e^{-z}}{z} dz$$

que l'on trouve dans les tables Smithsonianennes par exemple.

On tire encore :

$$(11) \quad N = \frac{\pi r^2 I_0}{\mu_1} \left\{ (1 - b)e^{-b} + b^2 \text{Ei}(b) - (1 - a)e^{-a} - a^2 \text{Ei}(a) \right\}$$

comme $\mu_1 p \ll \mu_2 d$ on a :

$$(12) \quad N = 2\pi r^2 p I_0 [e^{-b} - b \text{Ei}(b)] = \frac{1}{2} A p I_0 [e^{-b} - b \text{Ei}(b)]$$

où $A = 4\pi r^2$ surface du compteur sphérique. Cette valeur de N est sous-estimée à cause de l'approximation (8) mais dans le cas du cylindre où $\vartheta < 90^\circ$ elle est très acceptable pourvu que la longueur du compteur soit grande par rapport à son rayon. On a donc enfin :

$$N = \text{Const.} [e^{-b} - b \text{Ei}(b)].$$

Les courbes de la figure 16 représentent l'une (I) une exponentielle simple, l'autre (II) l'expression de N. Il suffira donc de porter sur un graphique $I = f(d)$ en ramenant les ordonnées à un maximum de 1.000 et les abscisses à une échelle telle que la courbe expérimentale coïncide avec l'expression de N telle qu'elle figure en (II). On aura ainsi la courbe exponentielle (I) vraie de l'absorption du

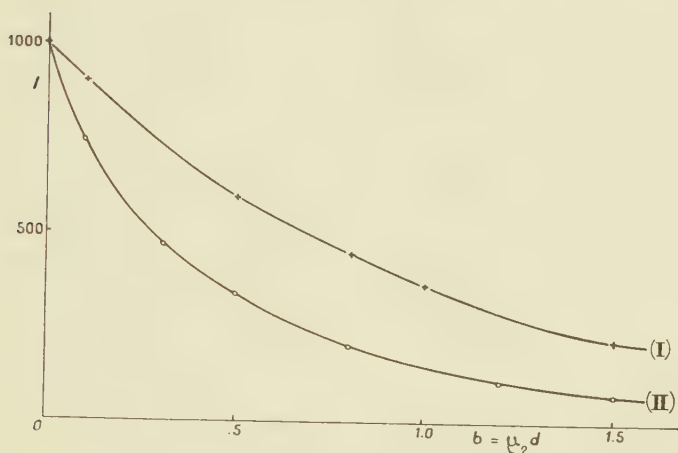


Fig. 16.

(I)

$$f(b) = e^{-b}$$

$$f(b) = [e^{-b} - b \operatorname{Ei}(b)]$$

avec

$$\operatorname{Ei}(b) = \int_b^{\infty} \frac{e^{-z}}{z} dz$$

et

$$b = \mu_2 d$$

spectre bêta. De cette courbe on déduira le coefficient d'absorption.

Bien entendu on admet que l'émission gamma qui pourrait accompagner l'émission bêta n'est pas très importante. Vu l'efficacité très faible d'un compteur Geiger-Müller à parois minces pour les quanta gamma cette restriction n'est pas sérieuse. Dans le cas d'ailleurs où l'émission gamma est importante la courbe d'absorption est si visiblement dénaturée, comme nous le verrons dans le cas du radioargent 22 sec. (fig. 24), que non seulement il n'y a pas de mesure possible sur le coefficient d'absorption et par conséquent pas d'erreurs grossières commises, mais qu'il est possible ainsi de mettre en évidence des rayonnements gamma inconnus jusqu'ici (cas du radioargent 22 sec.). Il est évidemment possible

d'imaginer des corps émetteurs de rayons bêta et de photons de telle énergie et en proportion telle que les mesures soient faussées sans que la perturbation due aux photons soit bien apparente. Les cas de coïncidence de ces conditions doivent être rares et moins à craindre que ceux où il y a émission complexe de deux spectres, comme dans le cas par exemple du radiochlore.

Bien que restrictive la méthode d'absorption conduite comme nous venons de la décrire donne des résultats assez satisfaisants et immédiatement utilisables. Elle présente en outre un avantage : celui de permettre l'étude du problème complexe de l'absorption exponentielle des spectres bêta et aussi de mettre à l'épreuve la relation empirique de FEATHER. Puisque l'absorption est exponentielle on prendra pour le parcours R des rayons bêta du spectre 5 fois la valeur de l'épaisseur qui fait décroître l'intensité de moitié (exprimée en gr/cm^2) et on aura ainsi un parcours par défaut. Lorsque ce nombre ne coïncidera pas avec le parcours R mesuré directement on en cherchera d'abord la raison soit dans une émission complexe de spectres, soit dans un rayonnement gamma perturbateur.

CONFIRMATIONS EXPÉRIMENTALES

Les expériences suivantes ont été faites avec un compteur en aluminium de 0,1 mm. d'épaisseur, 4 centimètres de long et 1 centimètre de rayon. Nous avons activé nos cibles avec une source de 400 mc. de $\text{Ru} + \text{Be}$. La cible entourait la source et le tout était plongé dans la paraffine.

Radioaluminium 2,6 min. — Courbe figure 17. Aluminium 1 2 0,4 cm. $R > 1,40 \text{ gr/cm}^2$, $E_{\text{max}} > 3 \text{ MeV}$. Les valeurs connues jusqu'ici étaient : JOLIO (Chambre Wilson) : 2,3 MeV ; CORK (*id.*) 3,3 MeV ; ALICHANOV (³³) et collaborateurs : 3 MeV. Le point représentatif de ce radioélément se place bien sur la première droite de SARGENT $L = 0$.

Radioargent 2,5 min. — Courbe figure 18. Al 1/2 = 0,08 cm., $R > 1,08 \text{ gr/cm}^2$, $E_{\text{max}} > 2,2 \text{ MeV}$. Les valeurs trouvées par d'autres auteurs sont : JOLIO et KOWARSKI (chambre Wilson) : 1,7 MeV ; ALICHANOV : 2,1 MeV. Se place bien sur la première droite de Sargent.

Radorhodium (*) 44 sec. — Courbe figure 19. $Al\ 1/2 = 0,075\text{ cm.}$, $R > 1,01\text{ gr/cm}^2$, $E_{\max} > 2,15\text{ MeV}$. ALICHANOV donne $E_{\max} = 2,6\text{ MeV}$. Ce radioélément doit appartenir également à la première droite de Sargent.

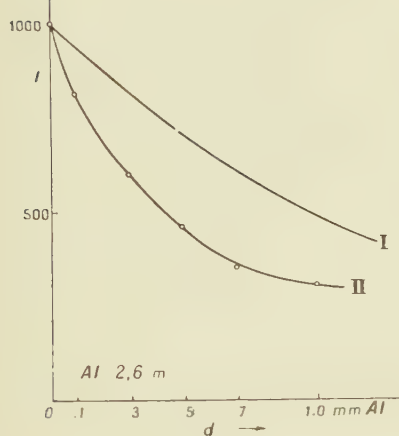


Fig. 17.

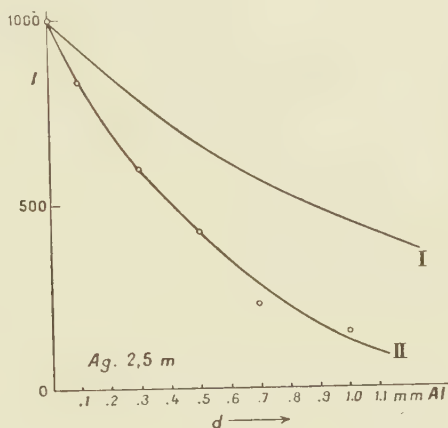


Fig. 18.

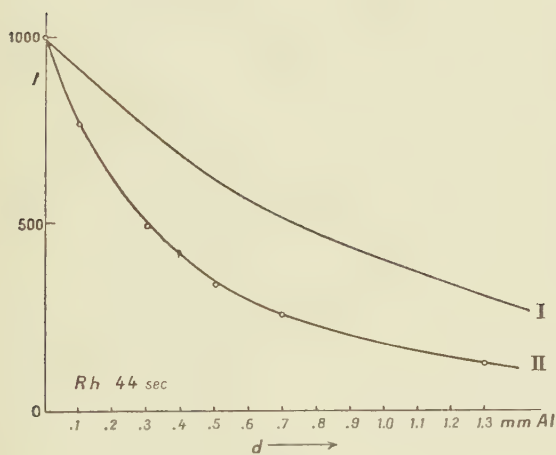


Fig. 19.

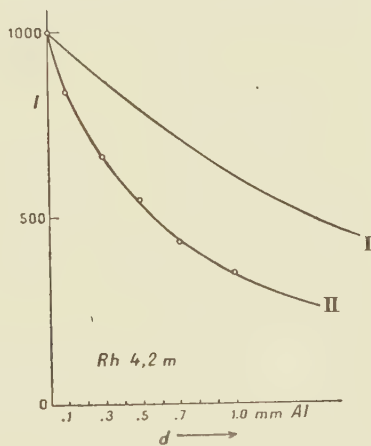


Fig. 20.

Radorhodium 4,2 min. — Courbe figure 20. $Al\ 1/2 = 0,134\text{ cm.}$, $R > 1,81\text{ gr/cm}^2$, $E_{\max} > 3,7\text{ MeV}$. ALICHANOV donne une valeur douteuse de $2,1\text{ MeV}$. Ce radioélément se placerait sur la deuxième droite de Sargent $L = 1$, ou émettrait des photons.

(*) Je remercie Monsieur JACQUET qui a bien voulu se charger de déposer électrolytiquement du rhodium sur la paroi intérieure d'un cylindre de nickel.

Ces deux radioéléments du rhodium sont très probablement dus au rhodium 104 après capture d'un neutron par l'isotope 103 dont le pourcentage est supérieur à 95 pour 100. Ils seraient donc isomères et l'un d'eux émettrait un certain rayonnement γ ou serait issu d'une transition interdite.

Radioargent 22 sec. — Aucune mesure n'est possible car la courbe d'absorption (fig. 21) présente avec un absorbant de plus de 0,04 cm d'Al un accroissement au lieu d'une décroissance en fonction de l'épaisseur. Cette anomalie atteint un maximum pour une épais-

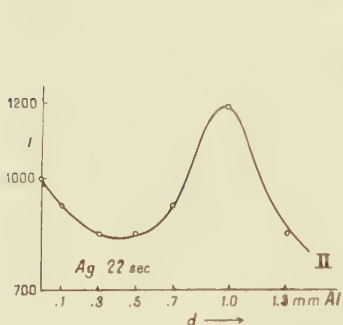


Fig. 21.

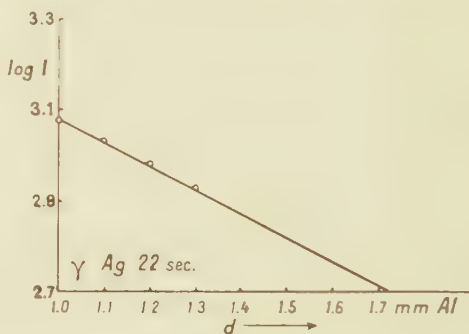


Fig. 22.

seur de 0,1 cm. d'Al et décroît ensuite symétriquement. On explique cette observation par le fait que l'efficacité du compteur en photons (gamma ou rayons X) augmente à mesure que l'épaisseur des absorbants interposés augmente, atteint un maximum (saturation) puis décroît avec le coefficient d'absorption de la radiation photonique. De cette décroissance (fig. 22) on déduit en utilisant la formule empirique de Jaeger (*) :

$$V \text{ (en KV)} = \left(\frac{64,5}{\mu_{\text{Pb}}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot 100$$

une énergie inférieure à 100 KV pour cette radiation. On évalue à plus d'une dizaine le nombre de quanta émis pour chaque désintégration bêta.

On connaît actuellement 7 radioargent. Le radioargent 110 22 sec. ; le radioargent 108 : 2,3 min. et 190 jours ; les 2 radio-isomères de l'argent 106 : 25 min. (seuls émetteurs de positrons) et

(*) J'ai eu l'occasion ⁽³⁴⁾ de vérifier la formule empirique de Jaeger ⁽³⁵⁾. Le

8 jours et enfin⁽³⁶⁾ un radioargent 112 de 3,2 h et un 111 de période 7,5 j. (?). Les cinq derniers ont été obtenus avec des neutrons très rapides (Li + D) au cyclotron de Ann-Arbor. M. POOL (communication n° 21, p. 9 du *Bull. Phys. Soc. Chicago meeting*, 26-11-37) trouve que le radioargent 106 de 8 jours émet environ 35 quanta gamma pour chaque désintégration bêta et que le radioargent de 3 heures émet 4 quanta par bêta. On voit encore mal le schéma énergétique de toutes ces transitions avec une telle abondance de photons. Le phénomène est toutefois à rapprocher des premières expériences faites par JOLIOT et KOWARSKI⁽³⁷⁾ qui avaient signalé la présence de rayons gamma de très grande énergie émis par l'argent bombardé avec des neutrons de Rn + Be ou Po + Be.

Radioiode 25 min.. — L'iode est déposé par volatilisation³ sur une feuille de nickel, que l'on enroule ensuite en cylindre (courbe fig. 23) Al 1/2 = 0,09 cm., R > 1,21 gr/cm², E_{max} > 2,5 MeV. ALICHANIAN et ses collaborateurs trouvent E_{max} = 2,1 MeV. Ce radioélément se trouve sur la droite L = 0.

Radiodysprosium 2,5 heures. — La poudre est tassée dans des cuvettes en duralumin qui sont elles-mêmes fixées sur la surface intérieure d'un cylindre d'ébonite (courbe fig. 24) Al 1/2 = 0,065 cm., R > 0,88 gr/cm² E_{max} > 1,5 MeV. ALICHANIAN donne E_{max} = 1,4

tableau suivant montre à quel point la relation $K = \frac{\mu(KV)^2}{10^4} = 64,5$ est exacte :

KV	λ_0 en Å°	μ obs.	K	μ calc.	Auteurs
104	0,118	58	62,7	60	JAEGER
121	0,102	44	64,0	44	<i>id.</i>
123	0,100	43	65,0	42,5	NAHMIA
145	0,085	31,5	66,0	31,1	JAEGER
153	0,080	27,5	64,0	27,6	NAHMIA
252	0,049	11,7	74,0	10,2	JAEGER
300	0,041	6,6	59,0	7,1	NAHMIA
305	0,040	6,7	62,5	6,85	JAEGER
400	0,0307	3,74	60,0	4,0	NAHMIA
408	0,0302	4,30	72,0	3,8	JAEGER
600 (RaC. γ)	0,00205	1,5	54	1,8	Mlle L. MEITNER.

MeV. Le point représentatif se place assez près de la droite $L = 0$.

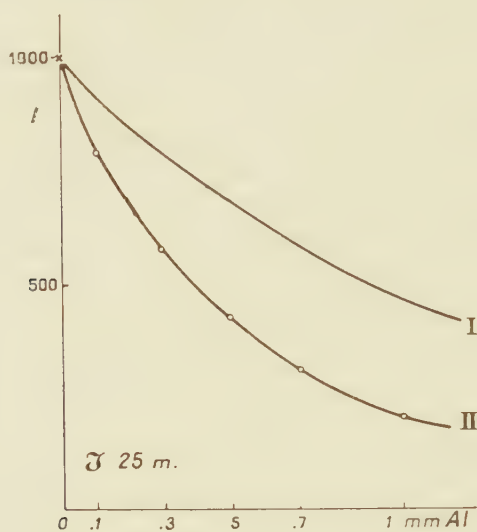


Fig. 23.

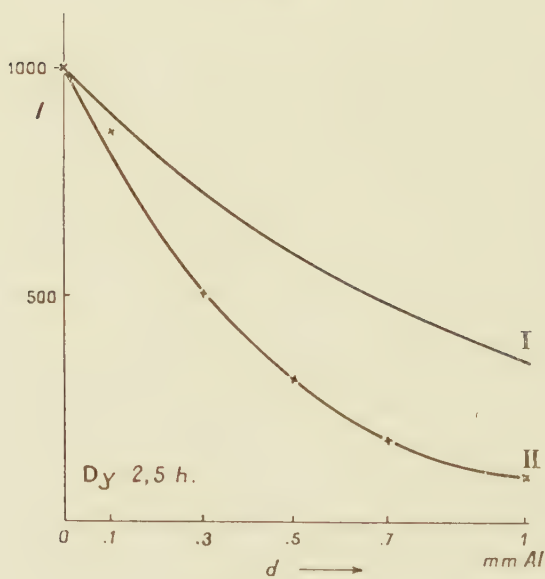
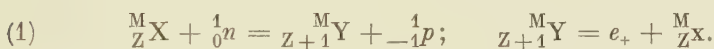


Fig. 24.

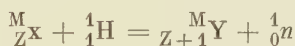
Ces recherches seront poursuivies sur d'autres radioéléments avec des sources intenses de neutrons lorsque le cyclotron du Collège de France fonctionnera.

ESSAIS POUR DÉTERMINER L'EXISTENCE DU PROTON NÉGATIF

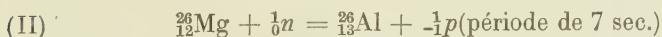
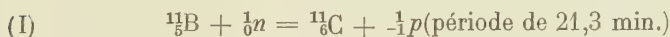
Au cours de ces recherches en radioactivité artificielle nous nous sommes demandé s'il n'était pas possible de mettre en évidence des activités dues à des réactions dans lesquelles il y avait des chances de voir des protons négatifs émis. M^{me} Irène CURIE, MM. F. JOLIOU et PREISWERK avaient avancé l'hypothèse d'une telle émission ⁽³⁸⁾ mais n'avaient pas cherché à la vérifier. La réaction devait être du type suivant :



Nous avons donc cherché les cas où ${}^M_{Z+1}Y$ étaient radioactifs. Il fallait que ces radioéléments fussent déjà connus comme se produisant dans d'autres réactions comme, par exemple :



Il était également désirable d'avoir ces radioéléments sous forme facilement isolable, et de disposer d'un élément MX de grand pourcentage isotopique. En outre les neutrons ne doivent pas induire dans les autres isotopes de X des périodes positroniques voisines de celles de ${}^M_{Z+1}Y$. Enfin la période à déceler ne devait être ni trop courte ni trop longue et bien entendu la réaction (1) énergétiquement possible. Les cas favorables sont dans ces conditions peu nombreux et nous avons retenu les réactions hypothétiques suivantes :



Dans le cas (I) la période étant relativement longue nous avons essayé de faire une concentration chimique. Un cylindre contenant

200 grammes de bore amorphe en poudre très fine (grains d'environ 1 micron) était irradié par une source centrale de 900 mc. de $Rn + Be$. Un courant d'air contenant une faible proportion de CO_2 (air atmosphérique) parcourait, sous une pression de 5 millimètres de mercure, le récipient de bore. Cet air était au préalable desséché et ozonisé par effluves. Le carbone actif formé devrait être très oxydable et par suite se transformer en CO_2 actif. L'anhydride carbonique aurait dû être emporté, au moins en partie, par le courant gazeux et, à la sortie du cylindre de bore, se condenser dans un piège à air liquide constitué par un capillaire à parois minces. Après une heure de marche dans de telles conditions le capillaire scellé et amené devant un compteur de 1/100 de millimètre d'épaisseur (Al) ne manifestait aucune activité. D'autres essais ont été faits en précipitant le CO_2 dans l'eau de baryte et en mesurant l'activité du carbonate précipité. Comme des poudres retiennent facilement des traces de gaz, nous avons enfin opéré de la façon suivante : 150 grammes d'anhydride borique étaient irradiés pendant une heure et demie par une source centrale de 1250 mc. de $Rn + Be$. Le B_2O_3 était ensuite dissous rapidement dans un ballon contenant 700 cm³ d'eau et du chromate de potassium comme oxydant du carbone éventuellement formé. La solution était amenée à ébullition sous pression réduite, en même temps qu'un courant d'air avec traces de CO_2 barbotait dans le ballon. Les gaz et vapeurs sortant du ballon barbotaient dans l'eau de baryte dans laquelle on ajoutait aussi les eaux de condensation. Le précipité filtré et séché rapidement ne présentait aucune activité.

Dans le cas du magnésium, la période très courte de l'aluminium formé ne permet aucune opération chimique. Nous avons donc irradié avec 700 mc. de $Rn + Be$ un cylindre de Mg que nous amenions ensuite en 6 secondes autour du compteur. Une statistique de 100 décroissances montre que, s'il existe une période courte, l'intensité de celle-ci est inférieure à 5 % de l'intensité de la période de 33 sec. formée également dans le magnésium.

Ces expériences ont été faites avec neutrons rapides seulement, car, en admettant pour le proton négatif une masse analogue à celle du proton, les réactions envisagées ici sont fortement endothermiques.

L'existence du proton négatif est, comme l'a montré G. GAMOW (³⁹), loin d'être impossible. En fait, l'équation de Dirac, étant uniquement valable pour des particules élémentaires de rayon petit par rapport à h/mc , ne s'applique pas au proton dont le rayon est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de de Broglie qui lui est attachée ($1,3 \cdot 10^{-13}$ mc) (pour l'électron $h/mc = 2,4 \cdot 10^{-10}$ cm). Par conséquent aucune analogie avec la théorie du positron n'est ici nécessaire et le proton positif ou négatif peut être imaginé comme une particule complexe représentant chacune un état quantique possible plus ou moins stable de la même « particule lourde ». Le neutron lui aussi serait représentatif d'un autre état quantique de cette particule lourde et la théorie de la désintégration bêta serait de la forme suivante :

- a) $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \text{neutrino}$; $p^+ \rightarrow n^0 + e^+ + \text{anti-neutrino}$
 b) $n^0 \rightarrow p^- + e^+ + \text{anti-neutrino}$; $p^- \rightarrow n^0 + e^- + \text{neutrino}$.

L'état quantique « proton négatif » serait apparemment très rare ou de vie moyenne excessivement courte. Il a été impossible jusqu'ici de déceler dans les composantes du rayonnement cosmique autre chose qu'une particule (négative et positive) de masse certainement très supérieure à celle de l'électron (entre 10 et 700 m_0). Cette particule a été dénommée le mésoton et est encore très peu étudiée. La loi d'ionisation des électrons très énergiques traversant le brouillard de la chambre Wilson est mal connue et les rayons de courbure des particules lourdes très difficiles à déterminer. Ainsi alors qu'avec un champ de 1.000 gauss un électron de 10 MeV prend un rayon de courbure de 36 centimètres, un proton prend celui de 470 centimètres.

La détection directe d'une telle particule s'avère particulièrement difficile. C'est pourquoi j'ai voulu encore tenter l'expérience indirecte décrite plus haut mais avec des intensités neutroniques considérables. Lors d'un voyage comme boursier Rockefeller aux États-Unis, j'ai eu le privilège de pouvoir utiliser des faisceaux de deutons de 7 MeV, du cyclotron de Berkeley, bombardant des cibles de Be ou de Li. Les sources de neutrons ainsi obtenues étaient de l'ordre de quelques dizaines de kilogrammes de Ra + Be équivalents. Les expériences pour former le radiocarbonate (21,3 min.) et le radiosilicium (2,6 min.) furent ainsi reprises et les activités mesurées au compteur et observées également à la chambre

Wilson. Les radioéléments formés furent tous bien délimités et attribués aux impuretés des échantillons. Ni radiocarbone 11 ni radiosilicium 27 ne purent être décelés. La section efficace de désintégration suivant la réaction (1) est donc trouvée ⁽⁴⁰⁾ être inférieure à 10^{-27} cm².

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

J'ai essayé de mettre en évidence une ionisation possible due aux neutrinos. J'ai montré que cette ionisation est certainement inférieure à une paire d'ions dans environ un demi million de kilomètres d'air N. T.P. De ce fait, j'en ai déduit que si le neutrino possède un moment magnétique, celui-ci est inférieur à $1/6.000^e$ du magnéton de Bohr.

J'ai voulu me servir de la méthode du recul des noyaux radioactifs bêta pour voir l'influence du recul additionnel imprimé au noyau émetteur par suite du départ du neutrino. Dans ce but, j'ai cherché des radioéléments légers à vie courte, émettant des électrons négatifs ou positifs très énergiques. J'ai ainsi mis en évidence, à la suite d'une recherche systématique de presque tous les éléments, les nouveaux radioéléments suivants :

Radiohélium	6, période	0,8 secondes.	${}^9\text{Be}$, n , α ; ${}^6\text{Li}$, n , p
Radiolithium	8, période	0,8 secondes.	${}^7\text{Li}$, n et ${}^{11}\text{B}$, n , α
Radiooxygène	19, période	31 secondes.	${}^{19}\text{F}$, n , p
Radiofluor	20, période	8 secondes.	${}^{23}\text{Na}$, n , α et ${}^{19}\text{F}$, n
Radioazote(?)	16, période	88 secondes.	${}^{19}\text{F}$, n , α
Radionéon	23, période	33 secondes.	${}^{23}\text{Na}$, n , p et ${}^{26}\text{Mg}$, n , α
Radioétain	123, période	6 minutes.	${}^{122}\text{Sn}$, n

Ces recherches ont été faites avec des sources de Radon-Béryllium de l'ordre du curie et avec des dispositifs appropriés, que j'ai dû étudier, spécialement pour les périodes courtes. Vu la faiblesse des activités, j'envisage de reprendre les expériences sur le recul radioactif avec des radioéléments fabriqués avec le cyclotron du Collège de France.

Frappé par la rareté des périodes courtes des radioéléments, j'ai établi la courbe de distribution pour la fréquence N des périodes en fonction du logarithme des périodes ($\log T$). Une hypothèse simple m'a permis de calculer une distribution presque identique à la courbe observée, mais pour bien expliquer cette distribution quasi-gaussienne il faudrait établir un diagramme à trois dimen-

sions (N , $\log T$ et $\log E_{\max}$), introduisant ainsi l'énergie maximum $E_{\max}$ des spectres bêta avec les subdivisions bien connues dues aux degrés de transition L (relations empiriques de Sargent). Cette étude n'est actuellement pas possible avec les seuls 40 spectres bêta connus sur les quelques 230 radioéléments émetteurs de positrons ou d'électrons jusqu'ici découverts.

En vue de disposer d'un plus grand nombre de $E_{\max}$ j'ai été amené à perfectionner la méthode rapide de la détermination des $E_{\max}$ par des mesures des coefficients d'absorption, conjointement avec la relation empirique de Feather, entre les parcours des rayons bêta et l'énergie maximum du spectre. Le calcul permet de prévoir l'allure de la courbe d'absorption, et une fois certaines corrections effectuées, on est ramené à une courbe d'absorption exponentielle. J'ai ainsi obtenu les résultats suivants :

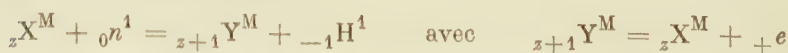
	Période	$E_{\max}$	L (Changement de spin du noyau)
Radioaluminium .	(2,6 m) =	3 MeV	0
Radioargent	(2,5 m)	2,2 MeV	0
Radioargent	(22 sec)	Mise en évidence d'un rayonnement $\gamma \sim 100 \text{ Kv}$	
Radiorhodium ..	(4,2 m)	3,7 MeV	1. (?)
Radiorhodium ..	(44 sec)	2,15 MeV	0
Radiodyprosium	(2,5 h)	1,5 MeV	0
Radioiode	(25 m)	2,5 MeV	0

Ici également il sera facile d'augmenter très vite le nombre des $E_{\max}$ connues avec les sources radioactives intenses produites par le cyclotron.

Au cours de ces recherches j'ai eu à faire deux essais un peu en marge de mon travail :

1^o Vérification de la formule empirique de JAEGER reliant le coefficient d'absorption et l'énergie du rayonnement électromagnétique absorbé (entre 100 et 500 KV).

2^o Essais pour la mise en évidence, par une méthode indirecte, de l'existence du proton négatif en recherchant des éléments positroniques formés suivant :



Les essais effectués avec le cyclotron de Berkeley (lors d'un voyage comme boursier Rockefeller en Californie) ont été négatifs et m'ont permis de fixer à 10^{-27} cm^2 la section efficace au-dessous de laquelle une telle réaction est encore possible.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) ELLIS et WOOSTER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1927, 117.
- (2) MEITNER et ORTHMANN. — *Zeit. f. Phys.*, **6**, 1930, 143.
- (3) ZAHN et SPEES. — *Phys. Rev.*, **52**, 1937, 524.
- (4) BETHE et PEIERL. — *Nature*, **133**, 1934, 532.
- (5) OPPENHEIMER et CARLSON. — *Phys. Rev.*, **41**, 1932, 143.
- (6) BETHE. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **31**, 1935, 108.
- (7) CHADWICK et LEA. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **30**, 1934, 59.
- (8) GRAY et CAVE. — *Trans. Roy. Soc. Canada*, **21**, 1927, 163.
- (9) RUTHERFORD, CHADWICK et ELLIS. — *Radiations from radioactive substances*, p. 509.
- (10) TUWIM. — *J. de Phys.*, **7**, 1932, 627 et 1933, 164.
- (11) CRANE, DELSASSO, FOWLER et LAURITSEN. — *Phys. Rev.*, **46**, 1934, 531.
- (12) M. E. NAHMIA. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **31**, 1935, 99.
- (13) A. I. LEIPUNSKI. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **32**, 1936, 301.
- (14) BJERGE. — *Nature*, **137**, 1936, 864.
- (15) BJERGE. *Nature*, **138**, 1936, 400.
- (16) NAHMIA et WALÉN. — *C. R.*, **203**, 1936, 176.
- (17) CRANE, DELSASSO, FOWLER et LAURITSEN. — *Phys. Rev.*, **48**, 1935, 97.
- (18) W. B. LEWIS, W. E. BURCHAM et W. Y. CHANG. — *Nature*, **139**, 1936, 24.
- (19) KNOL et VELDKAMP. — *Physica*, La Haye, **3**, 1936, 145.
- (20) KIKUCHI, OAKI et HUSIMI. — *Nature*, **137**, 1936, 745.
- (21) CRANE, DELSASSO, FOWLER et LAURITSEN. — *Phys. Rev.*, **47**, 1935, 971.
- (22) BURCHAM et GOLDBERGER. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **32**, 1936, 632.
- (23) M. E. NAHMIA. — *C. R.*, **202**, 1936, 1050.
- (24) NAIDU. — *Nature*, **137**, 1936, 576.
- (25) ASTON. — *Nature*, **137**, 1936, 613.
- (26) LIVINGOOD. — *Phys. Rev.*, **50**, 1936, 457.
- (27) M. E. NAHMIA. — *Phys. Rev.*, **52**, 1937, 666.
- (28) MITCHELL ALLAN. — *Phys. Rev.*, **52**, 1937, 1.
- (29) FERMI. — *Zeit. f. Phys.*, **88**, 1934, 173.
- (30) BETHE et BACHER. — *Rev. Mod. Phys.*, **8**, 1936, 194.
- (31) FEATHER. — *Phys. Rev.*, **35**, 1930, 1559.
- (32) DEVONS et NEARY. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1937, 159.
- (33) ALICHAPOV, ALICHAPOV et DZELÉPOV. — *Nature*, 1935, **136**, 257.
- (34) M. E. NAHMIA. — *C. R.*, **194**, 1932, 1811.
- (35) JAEGER. — *Z. f. Phys.*, **9**, 1931, p. 565.
- (36) POOL, CORK et THORNTON. — *Phys. Rev.*, **52**, 1937, 380.
- (37) JOLIOU et KOWARSKI. — *C. R.*, **200**, 1935, 826.
- (38) I.-J. CURIE, F. JOLIOU et PREISWERK. — *C. R.*, **198**, 1934, 209.
- (39) G. GAMOW. — *Atomic nuclei*, 1937, 14.
- (40) M. E. NAHMIA. — *Phys. Rev.*, **52**, 1937, 525.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
<i>Les spectres bêta et la théorie du neutrino.</i>	1
Introduction.	1
Tentatives de détection du neutrino.	8
Autres tentatives.	15
<i>Recherches de nouveaux radioéléments</i>	17
Méthodes et dispositifs.	17
Résultats : périodes courtes.	23
périodes relativement longues	29
<i>Le phénomène du recul et l'existence du neutrino</i>	32
<i>Sur la distribution des périodes des radioéléments.</i>	33
<i>L'absorption des rayons bêta et la détermination de l'énergie maximum de</i> <i>leur spectre.</i>	43
Théorie.	43
Expériences.	46
<i>Essais pour déterminer l'existence du proton négatif.</i>	55
<i>Résumé et Conclusions.</i>	59
<i>Bibliographie.</i>	61

5 tables et 24 figures.



DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

LES ÉLECTRONS LOURDS
DANS LE RAYONNEMENT COSMIQUE

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 20 Juillet 1938.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

G. ROUSSY.

